

# **Elektrische Detektion der Spindynamik in einzelnen ferromagnetischen Nanostrukturen**

Von der Fakultät für Physik  
der Universität Duisburg-Essen  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Naturwissenschaft

genehmigte Dissertation

von  
**Nathalie Reckers**  
aus Gelsenkirchen

**Referent: Prof. Dr. Michael Farle**

**Korreferent: Prof. Dr. Jürgen Fassbender**

**Tag der mündlichen Prüfung: 20. August 2013**

*Man sollte alles so einfach wie möglich sehen  
–aber auch nicht einfacher.*  
Albert Einstein (1879-1955)

## Zusammenfassung

Die vorliegende Dissertation über Magnetisierungsdynamik in Nano- und Mikrometerstrukturen ist in zwei Bereiche gegliedert.

Im ersten Teil wird der Spin-Transfer-Torque (SST) Effekt in (Co/Ni)-Multilagen untersucht, da diese besonders für die nicht flüchtige Datenspeicherung durch magnetoresistive Datenspeicher (MRAM) interessant sind. Die untersuchten Säulenstrukturen ( $50\text{ nm} \times 300\text{ nm} \times 18\text{ nm}$ ) bestehen aus einer ferromagnetischen (Co/Ni)-(Co/Pt)-Multilagen-Schicht mit harter Magnetisierung (Polarisator) und einer weichmagnetischen (Co/Ni)-Multilagen-Schicht (Analysator), die durch eine nicht magnetische Cu-Schicht getrennt sind.

Der SST-Effekt äussert sich durch magnetisches Schalten der Magnetisierung des Analysators und in einer stetigen Präzession dessen Magnetisierung. Eine gezielte Einstellung von beiden Zuständen ist möglich. Besonderer Vorteil der (Co/Ni)-Multilagen ist dabei die senkrechte Anisotropie, die die kritische Stromdichte für das magnetische Schalten erniedrigt und somit die Lebensdauer solcher Bauelemente verlängert. Zudem ist die Änderung des Riesenmagnetowiderstand (GMR) und die SST-Effizienz im Vergleich zu (Co/Pt)-Multilagen grösser.

Eine weitere interessante Anwendung ist als nanoskalige Quelle für Mikrowellenstrahlung. Die Mikrowellenanregung mit einem Kurzschluss-Kabel ermöglicht eine Untersuchung der Eigenfrequenz bei stetiger Präzession der Magnetisierung, die über die Änderung des GMR-Effekts aufgrund der senkrechten Anisotropie nicht möglich ist.

Im zweiten Teil wurde die Magnetisierungsdynamik in einzelnen ferromagnetischen Leiterbahnen mittels DC elektrischer Detektion der ferromagnetischen Resonanz untersucht. Der anisotrope Magnetowiderstand wird zur Untersuchung der Permalloy-Leiterbahn ( $1\text{ }\mu\text{m}/600\text{ nm}/300\text{ nm} \times 20\text{ nm} \times 78\text{ }\mu\text{m}$ ) ausgenutzt. Ein maximaler Effekt wird in leichter und schwerer Richtung erwartet. Von besonderem Interesse sind neben der quasi uniformen Mode der Präzession die nicht uniformen Moden z.B. Spinwellen. Ein detailliertes Verständnis dieser ist für Anwendungen

---

jeglicher Art entscheidend in denen Ummagnetisierungsprozesse stattfinden. Durch eine systematische Untersuchung der Leiterbahn und ihrer relativen Orientierung bezüglich des externen Magnetfeldes konnte erstmals das Modenverhalten mit externem Magnetfeld senkrecht zur langen Leiterbahnnachse mit dem einer parallelen Ausrichtung verglichen werden. Ein deutlich komplizierteres Modenverhalten ist entdeckt worden.



## Abstract

This thesis about magnetization dynamics in nano- and micro sized structures is divided into two parts.

In the first part the Spin-Transfer-Torque (SST) effect in (Co/Ni)-multilayers was investigated, because of their possible application in nonvolatile data storage media like the magneto resistive random access memory (MRAM). The studied pillar-structures ( $50\text{ nm} \times 300\text{ nm} \times 18\text{ nm}$ ) consist of a ferromagnetic (Co/Ni)-(Co/Pt)-multilayer with a fixed magnetization (polarizer) and a (Co/Ni)-multilayer with a free magnetization (analyzer), separated by a non-magnetic spacer layer of Cu.

The SST-effect manifests in magnetic switching of the free magnetization and in a steady state precession of the free magnetization. Both states can be selected on purpose. One advantage of (Co/Ni)-multilayer is the perpendicular anisotropy, which reduces the critical current density for magnetic switching and increases the life time of such components. In addition the change of the giant magnetoresistance (GMR) and the SST-efficiency is higher as in (Co/Pt)-multilayer.

A further interesting application is a nanoscaled source of microwaves. The microwave excitation due a shorted coaxial cable allows to investigate the eigenfrequency during the steady state precession. This is not possible by means of the change in GMR effect because of the perpendicular anisotropy.

In the second part the magnetization dynamics of single ferromagnetic nanowires were investigated utilizing DC electrically detected ferromagnetic resonance. The anisotropic magnetoresistance is exploited to study a Permalloy wire ( $1\text{ }\mu\text{m}/600\text{ nm}/300\text{ nm} \times 20\text{ nm} \times 78\text{ }\mu\text{m}$ ). The maximal effect is expected in easy and hard direction. Besides the quasi uniform mode of the precession especially the non-uniform modes e.g. spin waves are of interest. A detailed understanding of such modes is crucial for every application exploiting the reversal of magnetization.

Due to a systematic investigation of the nanowire and its relative orientation relative to the external magnetic field it is possible for the first time to compare

---

the behavior of the modes with external magnetic field perpendicular to the long wire-axis with the one in parallel configuration. This behavior of the modes is a lot more complicated.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Elektronentransport in Metallen . . . . .	9
2.1.1	Lorentzmagnetowiderstand . . . . .	11
2.2	Elektronentransport im metallischen Ferromagneten . . . . .	12
2.2.1	Anisotroper Magnetowiderstand . . . . .	14
2.2.2	Riesenmagnetowiderstand . . . . .	17
2.3	Energiebeiträge im Ferromagneten . . . . .	20
2.3.1	Austauschenergie . . . . .	20
2.3.2	Magnetische Anisotropiebeiträge . . . . .	21
2.3.2.1	Magnetokristalline Anisotropie . . . . .	21
2.3.2.2	Formanisotropie . . . . .	23
2.3.2.3	Grenz- und Oberflächenanisotropie . . . . .	25
2.3.3	Zeeman-Energie . . . . .	26
2.4	Ferromagnetische Resonanz . . . . .	27
2.5	Spin-Transfer-Torque-Effekt und strominduziertes Schalten . . . . .	29
2.5.1	Phänomenologische Betrachtung . . . . .	30
2.5.2	Makrospin-Beschreibung: Landau-Lifschitz Gleichung . . . . .	33
2.5.3	Kritische Stromdichte . . . . .	34
2.5.4	Joulesche Erwärmung und Peltier-Effekt . . . . .	36
2.6	Elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz . . . . .	39
2.6.1	Spinwellen . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Experimentelles</b>	<b>49</b>
3.1	Probenpräparation . . . . .	49
3.1.1	Elektronenstrahlolithografie . . . . .	49
3.1.2	Elektronenstrahlverdampferanlage . . . . .	51

3.1.3	Herstellung einer Anregungsstruktur auf dem Substrat und der zu untersuchenden Probe . . . . .	53
3.1.4	Herstellung der Säulenstrukturen . . . . .	56
3.2	Strukturelle Charakterisierung . . . . .	58
3.3	Magnetische Charakterisierung . . . . .	60
3.3.1	Ferromagnetische Resonanz . . . . .	61
3.3.2	Aufbau für Spin-Transfer-Torque Messungen . . . . .	62
3.3.3	Aufbau für DC elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz . . . . .	65
3.4	Mikrowellenquellen . . . . .	68
3.4.1	Anregungsstruktur auf dem Substrat . . . . .	69
3.4.2	Koaxiales Kurzschluss-Kabel . . . . .	74
3.5	Mikromagnetische Simulationen . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>79</b>
4.1	Spin-Transfer-Torque Säulenstrukturen: Co/Ni-System . . . . .	79
4.1.1	Magnetowiderstandsmessungen an einzelnen Säulenstrukturen	79
4.1.1.1	Stromabhängige Messung . . . . .	80
4.1.1.2	Magnetfeldabhängige Messungen . . . . .	81
4.1.2	Einfluss der Mikrowelleneinstrahlung auf die Magnetowider- standsmessungen . . . . .	85
4.1.3	Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit mikromagne- tischen Simulationen . . . . .	89
4.1.4	Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit makromagne- tischen Simulationen . . . . .	92
4.2	Elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz eines einzel- nen Permalloy-Streifens . . . . .	99
4.2.1	Magnetowiderstandsmessungen an einzelnen Py-Leiterbahnen	99
4.2.1.1	Magnetowiderstandsmessungen an einer 50 $\mu\text{m}$ brei- ten Leiterbahn . . . . .	99
4.2.1.2	Magnetowiderstandsmessungen an verschieden brei- ten Leiterbahn . . . . .	105
4.2.2	DC elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz .	108
4.2.2.1	Experimenteller Aufbau in Irvine . . . . .	108

4.2.2.2	Experimenteller Aufbau in Duisburg . . . . .	121
4.2.3	Identifikation der Moden mit Hilfe von mikromagnetischen Simulationen . . . . .	130
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>153</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>159</b>
6.1	Beispiele für Quellcodes für OOMMF-Simulationen . . . . .	159
6.1.1	FMR-Berechnung mit OOMMF . . . . .	163
6.2	Charakterisierung an Py-Referenzfilm . . . . .	167
6.2.1	EDX-Messung . . . . .	168
6.2.2	SQUID-Messung . . . . .	168
6.2.3	FMR-Messung . . . . .	170
6.2.3.1	Winkelabhängige Messung in der Ebene . . . . .	170
6.2.3.2	Winkelabhängige Messung senkrecht zur Probenebene . . . . .	171
6.2.3.3	Frequenzabhängige Messung . . . . .	172
	<b>Publikationen und Konferenzbeiträge</b>	<b>187</b>
	<b>Tabellarischer Lebenslauf</b>	<b>191</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>193</b>



# 1 Einleitung

Die Untersuchung von magnetischen Effekten in Strukturen mit einer Ausdehnung im Nano- und Mikrometerbereich ist ein stark wachsendes Themengebiet. Ein besonders interessanter Teilaspekt ist dabei der Elektronentransport durch den Ferromagneten. Dieser ist stark von der relativen Orientierung von der Richtung des Spins der Leitungselektronen und der Richtung der lokalen Magnetisierung im Ferromagneten abhängig [1, 2]. Das dadurch entstehende Forschungsgebiet nennt sich die „Spintronik“ [3, 4].

Innerhalb dieses Forschungsgebiets wurde z.B. der Riesenmagnetowiderstand (GMR) von A. Grünberg und A. Fert entdeckt [5]. Dieser wird neben dem Tunnelmagnetowiderstand [6, 7] (TMR) seit Jahren für Leseköpfe von Festplatten ausgenutzt. In diesem Gebiet wird sich mit elektronischen Bauelementen beschäftigt, die neben der Ladung des Elektrons auch den Spin des Elektrons benutzen. Es wird sowohl industrielle Forschung als auch Grundlagenforschung betrieben. Im Rahmen dieser Arbeit sind zwei Teilaspekte besonders interessant. Der eine Teilaspekt ist die Untersuchung der Eigenschaften von Spinwellen. Der andere Teilaspekt ist die Kontrolle über die Dynamik des Elektronenspins mittels ferromagnetischer Resonanz [8].

Ziel dieser Arbeit ist es im Kontext des Spin-Transfer-Torque (STT) Effekts [9, 10] einzelne Säulenstrukturen bestehend aus (Co/Ni)-(Co/Pt)-Multilagen mit senkrechter magnetischer Anisotropie hinsichtlich ihrer Eigenfrequenz zu untersuchen und zusätzlich den Einfluss einer eingestrahlten Mikrowelle auf das System zu beobachten. Der STT-Effekt manifestiert sich selbst durch das Schalten der weichen Magnetisierung und durch den stetigen Präzessionszustand [11, 12] in Abhängigkeit des DC Stromes und des externen Magnetfeldes. Es wurden viele Untersuchungen an Systemen mit einer in der Ebene liegenden Magnetisierung durchgeführt. Diese haben gezeigt, dass die von dem stetigen Präzessionszustand erzeugte Frequenz im Mikrowellenbereich liegt und dadurch eine Anwendung als Mikrowellenquelle [13, 14] ermöglicht wird. Die Mikrowellenerzeugung wird in [15] näher

erläutert. Motiviert durch die Möglichkeit der DC-induzierten Mikrowellenerzeugung, wurde der Einfluss von Mikrowellenfrequenzen an in der Ebene magnetisierten Systemen bei niedrigen Frequenzen (unter 15 GHz) mittels Benutzung von Mikrowellenströmen [16] untersucht. Ebenso wurden selbiges bei hohen Frequenzen (40-60 GHz) mittels Mikrowelleneinstrahlung [17] beobachtet. Untersuchungen an Systemen mit senkrechter magnetischer Anisotropie (PMA) haben gezeigt, dass die Stromdichte, welche für das magnetische Schalten benötigt wird, stark reduziert ist im Vergleich zu der in Systemen mit in der Ebene liegenden Magnetisierung [18]. Die Schwierigkeit ergibt sich in der Untersuchung des stetigen Präzessionszustandes. Ein elliptischer Präzessionszustand, welcher bei einem in der Ebene magnetisierten System vorliegt, kann einfacher untersucht werden als der Präzessionszustand eines PMA-basierten Systems. Hier liegt dann eine kreisförmige Präzessionsbewegung der senkrecht zur Ebene stehenden Magnetisierung vor, welche keine Änderung des GMR-Signals erzeugt [19]. Als Konsequenz daraus wurden für die Untersuchung von PMA-schaltenden Schichten entweder eine polarisierende Schicht mit in der Ebene liegenden Magnetisierung [20] oder eine dritte in der Ebene magnetisierte Schicht hinzugefügt [19], welche indirekt die Bewegung der Magnetisierung der PMA-basierten Schicht wahrnimmt. Eine aktuelle theoretische Arbeit [21] diskutiert den Einfluss einer Mikrowelleneinstrahlung auf (Co/Ni)-basierten Systemen mit PMA und zeigt, dass ein Mikrowellen unterstütztes Schalten sehr günstig sein könnte bei der Anwendung von resonant schaltenden magnetoresistiven Arbeitsspeichern (MRAM).

In dieser Arbeit wurden der STT-Effekt in (Co/Ni)-basierten Systemen mit PMA experimentell unter Mikrowelleneinstrahlung in einem Eigenfrequenzbereich von 5 bis 11 GHz untersucht. Das Hauptaugenmerk liegt auf den Effekt der Mikrowelleneinstrahlung auf den Präzessionszustand des Systems und nicht auf das Mikrowellen unterstützte Schalten.

Einen weiteren wesentlichen Bereich der Magnetisierungsdynamik stellt, neben den Umkehr- und Schaltprozessen der Magnetisierung, der Bereich der Spinwellen dar, welcher auch zur Spintronik gehört. Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Spin- bzw. Magnetisierungsdynamik an einzelnen nanostrukturierten Leiterbahnen zu untersuchen. In diesem Bereich wurden schon einige wissenschaftliche Durchbrüche erzielt. Unter anderem wären da die Ausbildung von Spinwellenkaustiken [22] bis hin zur Bose-Einstein-Kondensation von Magnonen in Yttrium-Eisen-Granat (YIG)



---

[23] zu nennen. Für die technologische Anwendung sind jedoch magnetische Nanostrukturen aus Permalloy interessanter. Mit diesen wurde schon gezeigt, dass eine Modenkopplung in verschiedenen Magnetisierungszuständen [24, 25] möglich ist. Prinzipiell wurde auch schon experimentell gezeigt, wie die Spinwelle für Logikbausteine ausgenutzt werden kann [26, 27, 28, 29, 30]. Hierbei wird die Spinwelle als Informationsträger ausgenutzt, die Informationen sind dann enthalten in der Amplitude bzw. der Phase der Spinwelle. Hierfür ist es notwendig, dass ein kohärenter Transport der Informationen über längere Distanz möglich ist. Diese Umsetzung auf kleine Strukturen aus Permalloy stellt jedoch eine Schwierigkeit dar. Aufgrund dessen, dass die typischen Abmessungen für magnetische Bauteile mittlerweile unterhalb eines Mikrometers liegen, bilden sich stehende Spinwellen in Folge von Quantisierungseffekten aus. Die Resonanzfrequenzen von solchen Spinwellen sollten sich für eine Anwendungsmöglichkeit idealerweise von den Frequenzen unterscheiden, in deren Bereich das Speicherelement Anwendung finden soll. Daraus resultiert eine intensive Forschung an neuen Möglichkeiten der Spinwelleneigenschaften in verschiedenen Arten von Systemen. Unter Anderem wurde in Multilagensystemen [31, 32] oder zum Anderen an strukturierte Systeme bestehend aus Streifen [33, 34, 35], Rechtecken [36, 37] oder Scheiben [38, 39, 40] Untersuchungen durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wird sich auf Streifen beschränkt. In den vorherigen Untersuchungen wurde immer ein Array von Streifen untersucht, in dieser Arbeit soll jedoch die Magnetisierungsdynamik eines einzelnen Streifens näher betrachtet werden. In den Arbeiten von Costache [41, 42] und Mecking [43, 44, 45, 46] wird die Möglichkeit aufgezeigt, solche Untersuchungen experimentell durchführen zu können. In diesen Arbeiten wurden die Leiterbahn nur auf ihre Spinwellendynamik im Zusammenhang mit ihrer leichten Magnetisierungsrichtung näher betrachtet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde sowohl die Spinwellendynamik hinsichtlich der leichten Magnetisierungsrichtung als auch der schweren Magnetisierungsrichtung an verschieden breiten einzelnen Leiterbahnen untersucht.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden die Grundlagen des elektronischen Transports in Metallen und Ferromagneten vorgestellt. Insbesondere spinabhängige Mechanismen und Effekte, wie der anisotrope Magnetowiderstand (AMR) und der Riesenmagnetowiderstand (GMR), stehen dabei im Vordergrund. Die verschiedenen Energiebeiträge im Ferromagneten werden

ausführlich diskutiert. Anschliessend wird kurz auf die ferromagnetische Resonanz eingegangen. Danach werden die Grundlagen des Spin-Transfer-Torque Effekts vorgestellt, insbesondere wird dabei auf eine phänomenologische Betrachtung und die Makrospin-Beschreibung eingegangen. Zusätzlich wird noch der Einfluss der kritischen Stromdichte und der joule'schen Erwärmung diskutiert. Am Ende werden die Grundlagen der elektrischen Detektion der ferromagnetischen Resonanz, welche als grundlegende Messmethode in dieser Arbeit verwandt wird, ausführlich vorgestellt. In Kapitel 3 wird auf die zur Herstellung und Charakterisierung der Proben benutzten Techniken eingegangen. Zudem werden die experimentellen Aufbauten für die Spin-Transfer-Torque Messungen und die DC elektrische Detektion ausführlich vorgestellt. Die verwandten Mikrowellenquellen, die Anregungsstruktur auf dem Substrat und das koaxiale Kurzschlusskabel, werden bezüglich ihrer Mikrowellenfeldausbreitung, ausführlich beschrieben. Es wird ausserdem noch auf die Vorgehensweise für die mikromagnetischen Simulationen eingegangen. Kapitel 4 beinhaltet die experimentellen Ergebnisse und deren Diskussion, hierbei wird zwischen den Untersuchungen an dem Spin-Transfer-Torque und der DC elektrischen Detektion der ferromagnetischen Resonanz an einzelnen ferromagnetischen Leiterbahnen unterschieden. Zunächst wird für das Spin-Transfer-Torque System sein Magnetowiderstandsverhalten dargestellt, anschliessend wird der Einfluss einer Mikrowelleneinstrahlung diskutiert und zum Schluss werden die experimentellen Ergebnisse mit mikro- und makromagnetischen Simulationen verglichen. Auch für die DC elektrische Detektion wird das Magnetowiderstandsverhalten der einzelnen Leiterbahnen aufgezeigt. Anschliessend werden die Ergebnisse der DC elektrischen Detektion der ferromagnetischen Resonanz vorgestellt und am Ende werden diese mit mikromagnetischen Simulationen verglichen. Im Anhang werden zur Vollständigkeit Messungen zur Charakterisierung an Permalloy-Referenzfilmen gezeigt.

## 2 Grundlagen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ferromagnetische Systeme in Hinsicht auf ihr Magnetowiderstandsverhalten und der Einfluss eines Mikrowellenfeldes auf die Spindynamik der Magnetisierung in diesen Strukturen untersucht. Im Folgenden wird auf die verschiedenen Prozesse eingegangen, die zu einer Änderung in der Spindynamik führen können. Zunächst wird daher auf den Elektronentransport in Metallen– auch unter Einfluss externer Magnetfelder– eingegangen, und schliesslich wird im Weiteren diskutiert, welchen Einfluss die Magnetisierung im Ferromagneten auf die Transporteigenschaften hat. An dieser Stelle wird der Lorentz-Magnetowiderstand, der anisotrope Magnetowiderstand und der Riesenmagnetowiderstand näher betrachtet.

Des Weiteren werden die Energiebeiträge im Ferromagneten ausführlich diskutiert, da diese zu der Ausrichtung der Magnetisierung beitragen und zum wesentlichen Verständnis der erhaltenen Ergebnisse notwendig sind. Unter Anderem wird auf die Austauschenergie, die magnetischen Anisotropiebeiträge und die Zeemanenergie eingegangen. Im weiteren Verlauf wird der Einfluss eines spinpolarisierten Stroms auf die Magnetisierung und dessen Dynamik betrachtet. In diesem Zusammenhang wird auf die Entstehung eines spinpolarisierten Stromes eingegangen und erläutert wie dieser sich in dem untersuchten System ausbreitet und auswirkt.

Letztendlich wird die ferromagnetische Resonanz vorgestellt. Diese wird in dieser Arbeit zum Einen nur zur Anregung der Magnetisierungsdynamik unter Einfluss des spinpolarisierten Stromes ausgenutzt und zum Anderen zur Untersuchung der Magnetisierungs- und Spindynamik in einem Ferromagneten benutzt.

### 2.1 Elektronentransport in Metallen

Der Elektronentransport in Metallen wird durch ein einfaches Modell quasifreier Elektronen, d.h. als Amplituden modulierte ebene Blochwelle  $\Psi_k(\vec{r}) = u_k(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$ ,

beschrieben [47]. Hierbei handelt es sich bei  $u_k(\vec{r})$  um einen gitterperiodischen Modulationsfaktor. Ursachen für eine Abweichung von der strengen Periodizität des Gitters und der daraus resultierenden endlichen Leitfähigkeit sind zum Beispiel Defekte im Kristall, Gitterschwingungen oder die Elektron-Elektron-Wechselwirkung. In der weiteren Betrachtung soll die Elektron-Elektron-Wechselwirkung zunächst vernachlässigt werden.

Bei Stößen mit den Defekten im Gitter wird die Geschwindigkeit der Elektronen begrenzt, und es stellt sich eine mittlere Geschwindigkeit, die sogenannte Driftgeschwindigkeit, ein. Ist  $\tau$  die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen, kann die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$ , beziehungsweise der spezifische Widerstand  $\rho$ , ausgedrückt werden durch die bekannte Drude-Formel [48]:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{ne^2}{m} \tau. \quad (2.1)$$

Bei  $m$  handelt es sich um die Elektronenmasse,  $n$  ist die Elektronendichte und  $e$  die Elementarladung. Die Drude-Formel besagt, dass alle freien Elektronen einen Beitrag leisten. Dies steht jedoch im Widerspruch zu den Aussagen des Pauli-Prinzips. Es können nur Elektronen nahe der Fermi-Kante (schmales Energieintervall der Breite  $\sim k_B T$ ) einen Beitrag zur Leitfähigkeit beisteuern. Folglich gilt für die Streuzeit der Elektronen:  $\tau = l/v_F$ , mit der Fermigeschwindigkeit  $v_F$  und der mittleren freien Weglänge  $l$ . Nach der Boltzmann-Transporttheorie ergibt sich damit für die elektrische Leitfähigkeit:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m^*} \tau = \frac{ne^2}{m^*} \frac{l}{v_F}. \quad (2.2)$$

Bei  $m^*$  handelt es sich um die effektive Elektronenmasse. Bei tiefen Temperaturen wird die elektrische Leitfähigkeit von der mittleren Streuzeit  $\tau$  zwischen zwei elastischen Stößen der Elektronen an statischen Gitterdefekten (Fehlstellen oder Fremdatome) bestimmt, die zu einer  $T^5$ -Abhängigkeit des spezifischen Widerstands führt [47]. Bei hohen Temperaturen verursacht die Streuung von Elektronen an Phononen einen zusätzlichen inelastischen Beitrag mit einer linearen Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur [49].

Die *Matthiessen'schen Regel* [47] besagt, dass der Widerstand in einen temperaturunabhängigen und einen temperaturabhängigen Anteil getrennt werden kann, wenn diese voneinander unabhängig sind.

$$\rho(T) = \rho_{\text{elastisch}} + \rho_{\text{inelastisch}}(T) \quad (2.3)$$

$\rho_{elastisch}$  ist der elastische spezifische Widerstand bei tiefen Temperaturen und  $\rho_{inelastisch}$  ist der temperaturabhängige inelastische spezifische Widerstand.

### 2.1.1 Lorentzmagnetowiderstand

Der klassische Magnetowiderstand oder auch Lorentz-Magnetowiderstand (LMR) ist eine Folge der Lorentz-Kraft (Gleichung 2.4), die ein äußeres Magnetfeld auf die Elektronen ausübt.

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.4)$$

Diese Kraft lenkt die Elektronen von ihrer geradlinigen Bewegung auf eine Kreisbahn ab, dadurch wird ihre Streuwahrscheinlichkeit und somit auch der Widerstand der Probe erhöht. Daraus resultiert ein *positiver* Magnetowiderstand, es wird zwischen zwei Arten von Magnetowiderstand unterschieden. Zum einen der *longitudinale* Magnetowiderstand (LMR), das magnetische Feld wird parallel zur Stromrichtung orientiert, die verursachten Widerstandsänderungen sind nahezu vernachlässigbar klein [50]. Zum anderen der *senkrechte* Magnetowiderstand, das magnetische Feld wird hier senkrecht zur Stromrichtung orientiert. Unter Annahme isotroper Streuung für polykristalline Proben wird eine quadratische Zunahme des LMR mit dem Magnetfeld erwartet, eine genaue Herleitung ist in [50] gezeigt. Es zeigt sich, dass die Größe der Widerstandskorrektur stark mit dem Ordnungsgrad des untersuchten Systems korreliert. Durch das *Kohler*-Gesetz kann der relative Widerstandsanstieg des LMR quantitativ beschrieben werden [50, 51] als:

$$\frac{\Delta\rho(B_{LMR})}{\rho_0} = \left(\frac{e \cdot B}{m^*} \cdot \tau_e\right)^2, \quad (2.5)$$

$\rho_0$  ist hierbei der Widerstand bei  $B = 0$  T. Die quadratische Zunahme des Widerstands gilt im Bereich von kleinen Magnetfeldern. Der Beitrag durch den LMR kann wie folgt abgeschätzt werden: Die mittlere freie Weglänge in polykristallinen Metallen beträgt etwa 6 nm [52], und die Fermigeschwindigkeit liegt in der Größenordnung von  $v_F = 1 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$  [53]. Wenn nun ein Magnetfeld von  $B = 200$  mT (typisches Sättigungsfeld) angenommen wird, ergibt sich eine relative Widerstandsänderung von  $\frac{\Delta\rho(B_{LMR})}{\rho_0} \approx 5 \cdot 10^{-8}$ . Dieser Widerstandsbeitrag liegt ausserhalb der Messgenauigkeit, die im Rahmen dieser Arbeit bei Widerstandsmessungen erreicht wurden, daher kann der LMR bei der Interpretation der Messergebnisse vernachlässigt werden.

## 2.2 Elektronentransport im metallischen Ferromagneten

In der bisherigen Betrachtung des elektronischen Transports in Metallen ist der Spin der Elektronen nicht berücksichtigt worden. Sowohl für Ferromagneten als auch für Nichtferromagneten mit ferromagnetischen Verunreinigungen ist dieser die Hauptursache für viele magnetfeld- und magnetisierungsabhängige Widerstandsbeiträge.

Es gibt unterschiedliche Arten von Magnetowiderstandsbeiträge, da wäre der anisotrope Magnetowiderstand (AMR), der Riesenmagnetowiderstand (GMR), der Tunnelmagnetowiderstand (TMR), der kolossale Magnetowiderstand (CMR) und die Riesenmagnetoeimpedanz (GMI). Im Rahmen dieser Arbeit wird nur auf den AMR und GMR näher eingegangen, in Tabelle 2.1 werden die Effektgrößen der jeweiligen Widerstände zur Übersicht aufgeführt.

Der Elektronentransport in Metallen wird vorwiegend von s-Elektronen und zu

Tabelle 2.1: Übersicht zu den verschiedenen Magnetowiderstandseffekten und ihre typischen Effektgrößen (nach [54]).

	AMR	GMR	TMR	CMR	GMI
Effektgröße $\Delta R/R$ [%]	3... 4	6... 8 in Trilagen; bis 100 in ML (bei 300 K)	bis 50 in planaren Kontakten (bei 300 K)	200... 400 (bei 300 K); bis zu $10^8$ (bei tiefen T)	$\Delta Z/Z$ bis zu 360

einem geringen Anteil auch von p-Elektronen getragen. Die d- und f-Elektronen tragen kaum zum elektronischen Transport bei, dieses Verhalten ist in den effektiven Massen der beiden Elektronenzuständen begründet. Die s-artigen Elektronen haben eine geringere effektive Masse als die d-artigen, daher tragen die s-artigen mehr zum Transport bei [55]. Aus der grösseren effektiven Masse resultiert eine geringere Beweglichkeit [56]. In Abbildung 2.1 ist eine schematische Darstellung der Zustanddichte im 3d-Ferromagneten zu sehen. Das Band der lokalisierten d-Elektronen ist als Bauch angedeutet und das Band der quasi freien s-Elektronen als einfache Parabel (analog zu völlig freien Elektronen). Das d-Band ist nicht vollständig mit Elektronen gefüllt, und somit ist eine Streuung von 4s-Elektronen in das 3d-Band möglich. Der wahrscheinlichste Streuprozess besteht aus einem Spin erhaltendem Übergang vom gefüllten s-Band zu einem leeren d-Zustand in

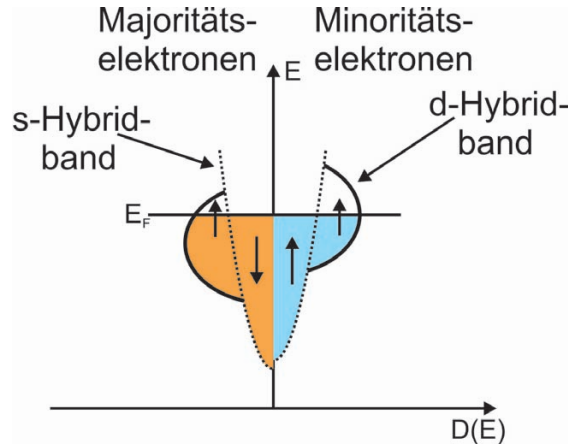


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Zustandsdichte im 3d-Ferromagneten. Das s-Band ist spin-entartet und das d-Band ist aufgrund der Austauschwechselwirkung aufgespalten, das p-Band wird hier vernachlässigt. Die 3d-Zustandsdichte ist für die Majoritätselektronen bei der Fermi-Energie kleiner als für die Minoritätselektronen.

der Nähe der Fermikante, weil die Dichte unbesetzter d-Elektronen an der Fermikante sehr hoch ist (s. Pfeile in Abbildung 2.1). Da die Dichte der leeren Zustände nahe der Fermi-Kante grösser für die „Spin-up“-Elektronen (Minoritätselektronen) als für die „Spin-down“-Elektronen (Majoritätselektronen) ist, folgt eine grössere Streuwahrscheinlichkeit und demzufolge ein grösserer elektrischer Widerstand für „Spin-up“-Elektronen.

In den Übergangsmetallen ist die Zustandsdichte der d-Elektronen an der Fermi-Energie sehr hoch. Folglich überwiegt die Streuung der s-Elektronen in freie d-Zustände. Die sd-Streuung ist der grundlegende Mechanismus bei den Übergangsmetallen und führt aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zum sogenannten anisotropen Magnetowiderstand (AMR).

Abbildung 2.2 verdeutlicht zudem die Hauptidee des Zwei-Strom-Modells zur Leitfähigkeit in ferromagnetischen Metallen nach Mott. Im Zwei-Strom-Modell ist ein Umdrehen des Spins bei der Streuung nicht erlaubt, nur Spin erhaltende Anregung ist möglich. Der Strom kann in zwei Teile aufgeteilt werden, zum einen in einen Strom der s-Elektronen mit paralleler Spinrichtung  $\rho_{s+d+}$  und zum Anderen in einen Strom mit gegenteiligem Spin  $\rho_{s-d-}$  [56]. Damit kann die Leitfähigkeit wie

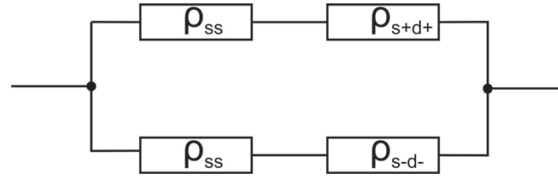


Abbildung 2.2: Darstellung eines Ersatzschaltbildes für das Zwei-Strom-Modell nach Mott für die Leitfähigkeit in ferromagnetischen Metallen

folgt beschrieben werden [56]:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_{ss} + \rho_{s+d+}} + \frac{1}{\rho_{ss} + \rho_{s-d-}}. \quad (2.6)$$

### 2.2.1 Anisotroper Magnetowiderstand

Der anisotrope Magnetowiderstand (AMR) ist im Gegensatz zum klassischen Widerstand nicht direkt von der Richtung des äußeren Magnetfeldes in Bezug auf die Stromrichtung abhängig, sondern vom Winkel zwischen der Magnetisierung innerhalb der Probe und der Stromrichtung. Die Ursache für die spontane Anisotropie des Widerstands ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung [58].

Der typische Verlauf einer AMR-Kurve wird in Abbildung 2.3 dargestellt. Zu sehen ist die Widerstandsänderung in Abhängigkeit des Winkels zwischen Stromrichtung und Magnetisierungsrichtung. Die Stromrichtung ist über den kompletten Winkelbereich unverändert, die Magnetisierungsrichtung ändert sich mit dem externen magnetischen Feld. Wenn die Magnetisierungsrichtung und die Stromrichtung parallel zueinander ausgerichtet sind, wird der maximale Wert der Widerstandsänderung erreicht. Minimal ist die Widerstandsänderung dagegen bei senkrechter Anordnung beider Richtungen. Die Abhängigkeit des Widerstandes vom Winkel  $\alpha$  zwischen der Magnetisierung und der Stromrichtung ergibt sich nach [2] zu:

$$\rho = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cdot \cos^2 \alpha. \quad (2.7)$$

$\rho_{\perp}$  ist der Widerstand bei senkrechter Ausrichtung der Magnetisierungsrichtung zur Stromrichtung,  $\Delta\rho$  ist die Widerstandsänderung.



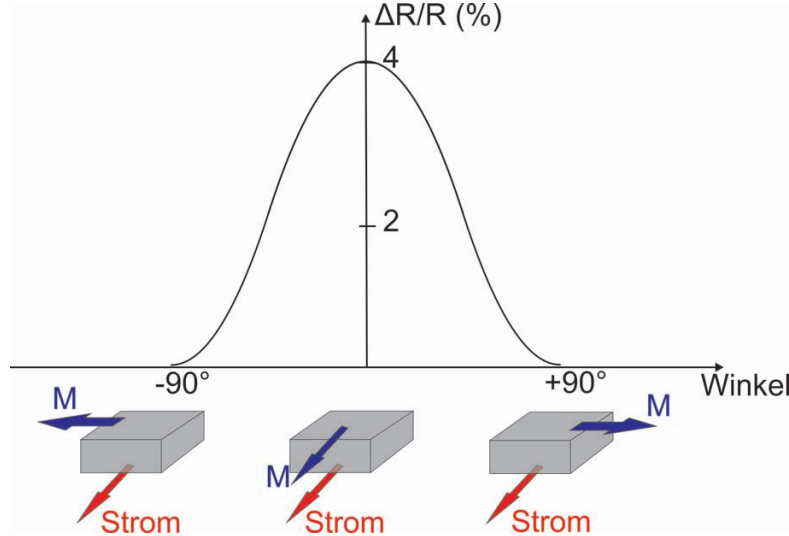


Abbildung 2.3: Exemplarischer Verlauf einer typischen AMR-Kurve (reproduziert nach [57]). Widerstandsänderung aufgetragen über dem Winkel zwischen Magnetisierungs- und Stromrichtung. Bei paralleler Ausrichtung ist die Widerstandsänderung maximal und bei senkrechter Ausrichtung zueinander minimal.

Um die Entstehung der Gleichung 2.7 zu verdeutlichen, wird nun ein Widerstandstensor eingeführt. Dieser setzt sich nach [58] wie folgt zusammen:

$$\hat{\rho}_{ij} = \begin{pmatrix} \rho_{\perp} & -\rho_H & 0 \\ \rho_H & \rho_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Hierbei wird angenommen, dass die Probe in z-Richtung magnetisiert ist.  $\rho_{\perp}$  ist der spezifische Widerstand bei senkrecht zum Strom angelegtem Magnetfeld,  $\rho_{\parallel}$  der spezifische Widerstand bei parallel zum Strom angelegtem Magnetfeld und  $\rho_H$  ist der spezifische Hallwiderstand. Für beliebige Magnetisierungsrichtungen (in Richtung des Einheitsvektors  $\hat{M}$ ) ist der Winkel  $\theta$  zwischen der Stromrichtung  $\underline{J}$  und  $\hat{M}$  entscheidend. Das elektrische Feld  $\underline{E} = \underline{J} \cdot \hat{\rho}$  ergibt sich dann mit den Komponenten des Widerstandstensors und Abbildung 2.4, in dieser wird die Darstellung der verschiedenen Vektorbilder mit dem Winkel zwischen Stromrichtung

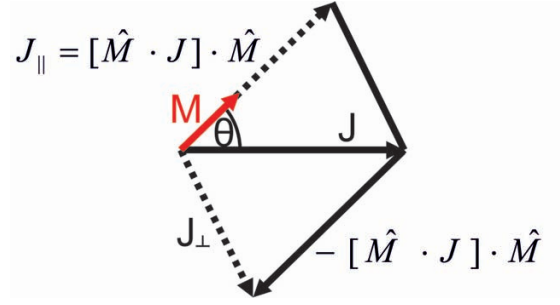


Abbildung 2.4: Vektorbild zur Ableitung der Formel 2.10 (reproduziert nach [58]).

und Magnetisierung gezeigt, zu:

$$\underline{E} = \rho_{\perp} \left[ \underline{J} - \left[ \underline{\hat{M}} \cdot \underline{J} \right] \cdot \underline{\hat{M}} \right] + \rho_{\parallel} \left[ \underline{\hat{M}} \cdot \underline{J} \right] \cdot \underline{\hat{M}} + \rho_H \underline{\hat{M}} \times \underline{J} \quad (2.9)$$

$$\underline{E} = \rho_{\perp} \underline{J} + [\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}] \left[ \underline{\hat{M}} \cdot \underline{J} \right] \cdot \underline{\hat{M}} + \rho_H \underline{\hat{M}} \times \underline{J}. \quad (2.10)$$

Wird nun Gleichung 2.10 mit  $\underline{J}$  multipliziert, erhält man die Abhängigkeit des Widerstandes vom Winkel  $\theta$ :

$$\frac{\underline{E} \cdot \underline{J}}{J^2} = \rho = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta = \rho_{\perp} + \Delta \rho \cos^2 \theta = \rho_{\parallel} - \Delta \rho \sin^2 \theta. \quad (2.11)$$

Dies ergibt sich mit  $\rho_H \left( \underline{\hat{M}} \times \underline{J} \right) \cdot \underline{J} = \rho_H \left( \underline{J} \times \underline{J} \right) \cdot \underline{\hat{M}} = 0$ .

Um das Verhalten der Streuprozesse gänzlich zu erklären, muss, wie oben schon erwähnt, die Spin-Bahn-Wechselwirkung in den ferromagnetischen Atomen berücksichtigt werden. Durch diese Wechselwirkung sind die Orbitale an den Atomspin gekoppelt und richten sich in diesem aus, es gibt also einen orbitalen Beitrag zum Spinmoment. Infolge der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist die Ladungsverteilung der Orbitale nicht kugelsymmetrisch. Anhand eines Übergangsmetalls, wie in Abbildung 2.5 zu sehen, kann dies veranschaulicht werden. Wenn z.B. ein orbitaler Beitrag zum magnetischen Moment in z-Richtung vorhanden ist, werden Orbitale des Zustandes  $l_z = 2$  ( $3d_{x^2-y^2}$ -Orbitale) stärker besetzt als diejenigen mit dem Zustand  $l_z = 0$ , daraus entsteht eine nicht-sphärische Ladungsverteilung. Die Asymmetrie dieser Ladungsverteilung ist mit der Richtung des Spins verbunden, dass heisst, eine Drehung der Spinrichtung verursacht eine Drehung der nicht-sphärischen Ladungsverteilung. Dadurch werden unterschiedliche Querschnitte der Elektronenwolken in der Stromrichtung erhalten, nur bei kugelsymmetrischen Orbitalen hat eine Änderung in der Richtung der Magnetisierung keinen Einfluss. Bei 3d-Orbitalen

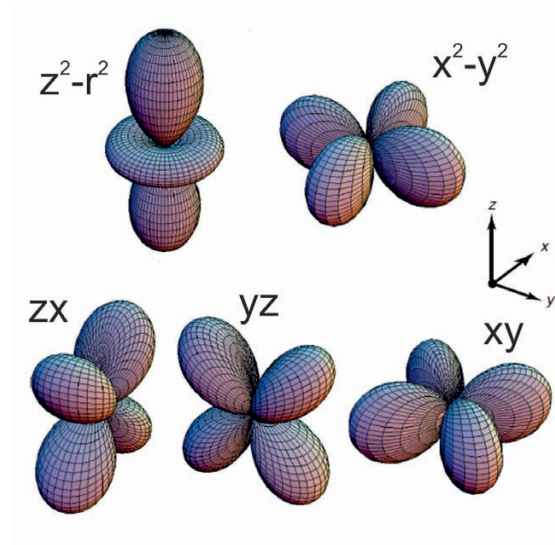


Abbildung 2.5: Darstellung der 3d-Orbitale. Die Wahl der Orbitale ist der Symmetrie des Kristallsystems angepasst (aus [59]).

dagegen ist der Querschnitt in Stromrichtung bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierung grösser als bei senkrechter Ausrichtung der Magnetisierung, dies führt zu dem schon zuvor beschriebenen Widerstandsverhalten.

### 2.2.2 Riesenmagnetowiderstand

Der sogenannte Riesenmagnetowiderstandseffekt (GMR) wurde 1988 von P. Grünberg [60] und A. Fert [61] entdeckt. Im Gegensatz zu den vorher beschriebenen Effekten tritt der GMR-Effekt in magnetischen Schichtsystemen auf, bei denen zwei magnetische Filme von einem dünnen nicht ferromagnetischen Film getrennt werden. Das Widerstandsverhalten dieser Schichtsysteme ist stark von der relativen Orientierung der Magnetisierung in den ferromagnetischen Filmen zueinander abhängig. Der Widerstand ist maximal, wenn die Magnetisierungen antiparallel zueinander ausgerichtet sind und wird minimal bei paralleler Ausrichtung zueinander.

Bei der Betrachtung dieses Effekts muss zwischen zwei verschiedenen Messmethoden unterschieden werden. In der Literatur werden sie als “Strom in der Ebene” (CIP: current in plane)- und als “Strom senkrecht zur Ebene” (CPP: current perpendicular to plane)- Strukturen beschrieben. Experimente haben ergeben, dass

der GMR-Effekt für beide Konfigurationen ähnlich gross ist [62] (unter 10 % Abweichung). In der vorliegenden Arbeit werden nur Schichtsysteme betrachtet, durch die der Strom senkrecht zur Schichtebene geleitet wird.

In der Betrachtung des GMR-Effekts wird das Zwei-Strom-Modell von Mott

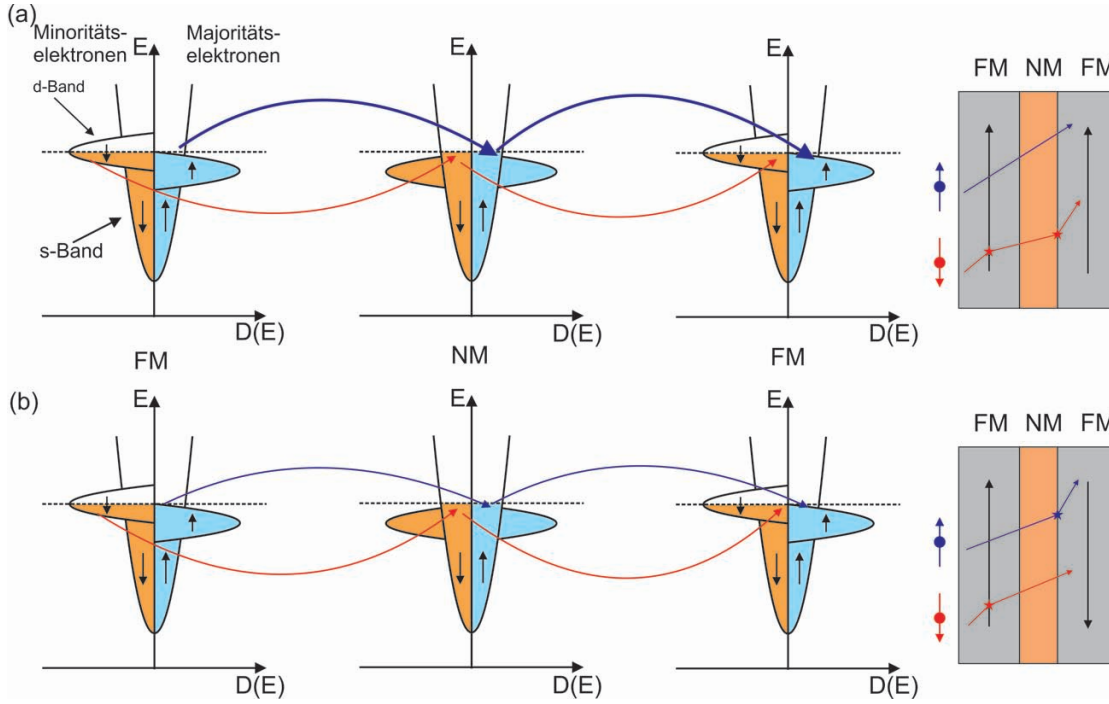


Abbildung 2.6: Einfache Modellvorstellung des Riesenmagnetowiderstandes in Dreilagensystemen aus nicht ferromagnetischen (NM) und ferromagnetischen (FM) Übergangsmetallen. In (a) ist die Magnetisierung der Ferromagneten parallel orientiert und der Strom wird hauptsächlich durch die Majoritätselektronen getragen. In (b) ist die Magnetisierung antiparallel zueinander orientiert, es werden sowohl die Majoritäts- als auch die Minoritätselektronen stark gestreut (reproduziert nach [58, 63]). Zusätzlich ist bei beiden Fällen eine Seitenansicht der Struktur zu sehen, die das Streuverhalten für die beiden Fälle aufzeigt.

zur Erklärung ausgenutzt. Schematisch ist dies in Abbildung 2.6 zu sehen. Es wird die Zustandsdichte der Ferromagneten (FM) und der nicht Ferromagneten

(NM) in einer Dreifachlagenstruktur gezeigt, an der der GMR gemessen werden kann, zusätzlich ist eine seitliche Ansicht des Schichtsystems zu sehen. In Abbildung 2.6 (a) ist die Magnetisierung der Ferromagneten parallel zueinander orientiert und in (b) wird die antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung der Ferromagneten dargestellt. Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, wird aufgrund der sd-Streuung der Strom im Wesentlichen von den Majoritätselektronen (blau eingefärbt) getragen. Da die d-Zustandsdichte in der ferromagnetischen Schicht durch die Austauschwechselwirkung aufgespalten ist, werden für eine bestimmte Spinrichtung stark unterschiedliche Streuraten für entgegengesetzte Magnetisierungsrichtungen erhalten und dadurch unterschiedlich starke Transportströme, dies wird durch die unterschiedliche Dicke der Pfeile verdeutlicht. Mit einer starken Streuung wird ein niedriger Transportstrom erzeugt. Der Strom der Minoritätselektronen ist auch in Abbildung 2.6 eingezeichnet (rot eingefärbt), wird jedoch zunächst vernachlässigt.

Es wird zwischen zwei Sorten von Streuung unterschieden, zum einem der Volumenstreuung, welche in der Schicht stattfindet, und zum anderen die Grenzflächenstreuung, welche an der Grenzfläche zwischen den beiden Schichten und der Oberfläche stattfindet. Experimentelle Studien [64] und theoretische Berechnungen [65] haben die Bedeutung von Grenzflächenstreuung herausgestellt. In Abbildung 2.6 (b) wird deutlich, dass für die antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen die Möglichkeiten der Streuung für beide Spinsorten der Elektronen gleich wahrscheinlich ist. Hingegen ist in Abbildung 2.6 (a) erkennbar, dass in einer parallelen Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen eine Spinsorte bevorzugt wird. Die „Spin-up“-Elektronen erfahren bei der Durchquerung der Schichten keine Streuung, damit ist ein niedrigerer Widerstand und somit ein höherer Transportstrom verbunden.

Der GMR ist definiert als die relative Widerstandsänderung zwischen paralleler (p) und antiparalleler (ap) Orientierung der Magnetisierungen in Bezug auf den Widerstand in paralleler Orientierung [66] mit:

$$\frac{\Delta R}{R_p} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p}. \quad (2.12)$$

Die Variation des Widerstandes in Abhängigkeit des Winkels  $\theta$  zwischen paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierungen aufgrund des GMR ergibt

sich zu [67]:

$$R(\theta) = R_p + \frac{1}{2}(R_{ap} - R_p)(1 - \cos\theta). \quad (2.13)$$

## 2.3 Energiebeiträge im Ferromagneten

Im Folgenden werden sowohl die verschiedenen Energiebeiträge, welche für den Ferromagnetismus entscheidend sind, diskutiert, als auch die magnetischen Anisotropiebeiträge im Ferromagneten zusammengefasst.

### 2.3.1 Austauschenergie

Die Austauschwechselwirkung ist im Ferromagneten verantwortlich für die langreichweitige Ordnung der permanenten magnetischen Momente. Diese Wechselwirkung kann allein mit der Coulombwechselwirkung, Orbitalüberlapp und dem Pauli-Prinzip erklärt werden [68]. Zudem ermöglicht sie eine langreichweitige magnetische Ordnung bei Temperaturen weit oberhalb von Raumtemperatur.

Die Austauschwechselwirkung kann mit dem Heisenberg-Modell beschrieben werden. Für  $N$  Atome mit Spin  $\vec{S}_i$  hat die Austauschenergie die Form [69, 70]:

$$E_{Gesamt} = -2 \sum_{i < j}^N J_{ij}(\vec{r}_{ij}) \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.14)$$

hierbei ist  $J$  das Austauschintegral, welches vom Abstand  $r_{ij}$  zwischen den Spins an den Orten  $\vec{r}_i$  und  $\vec{r}_j$  abhängt. Die Ladungsverteilung eines Systems mit zwei Spins ist davon abhängig in welcher Orientierung die Spins zueinander stehen, dabei bevorzugen sie die energetisch günstigste Orientierung und die innere Energie ist am kleinsten, wenn alle magnetischen Momente (Spins) parallel ausgerichtet sind für  $J > 0$  [71]. Für die gesamte Austauschenergie müsste über alle Wechselwirkungen zwischen den Atomen im Kristall summiert werden. Jedoch mit der Annahme nach Ising [71], dass das Austauschintegral über die Entfernung  $\vec{r}$  vom Spin sehr rasch abklingt und isotrop ist, kann in erster Näherung nur die Wechselwirkung nächster Nachbarn betrachtet werden. Daraus ergibt sich für Gleichung 2.14, dass diese nur von der relativen Orientierung der Spins abhängig ist. Damit vereinfacht sich die

Austauschenergie zwischen zwei benachbarten Spins zu:

$$E_{Gesamt} = -2J \sum_{i < j}^N \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (2.15)$$

### 2.3.2 Magnetische Anisotropiebeiträge

Die magnetische Anisotropie in einem Ferromagneten beschreibt die Abhängigkeit der freien Energie von der Richtung der Magnetisierung relativ zu den Kristallachsen des Materials bzw. zu den durch die äussere Form gegebenen Vorzugsrichtungen. Es wird unterschieden zwischen Kristallanisotropie, die durch Spin-Bahn-Wechselwirkung erzeugt wird und von der kristallinen Struktur abhängt, und der Formanisotropie, welche ein Resultat der durch magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung verursachten anisotropen Streufeldenergie ist. Da das Ummagnetisierungsverhalten der ferromagnetischen Probe abhängig ist von den vorhandenen Anisotropien, müssen diese zum besseren Verständnis näher betrachtet werden.

#### 2.3.2.1 Magnetokristalline Anisotropie

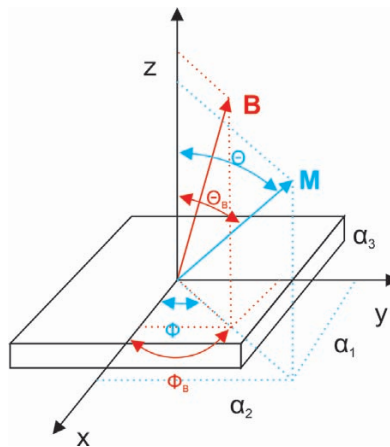


Abbildung 2.7: Koordinatensystem zur Beschreibung der Anisotropie mit den Kristallachsen und den zugehörigen Richtungskosinus  $\alpha_i$ .  $\Phi_i$  ist der Polar- und  $\Theta_i$  der Azimutalwinkel (nach [72]).

Die magnetokristalline Anisotropie beruht auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Diese führt dazu, dass das gesamte Moment des Elektrons (Spin- und Bahnmoment) an die Kristallsymmetrie koppelt. Die magnetokristalline Anisotropieenergie ist nur abhängig von der Orientierung der Magnetisierung zu den kristallinen Achsen innerhalb der Probe.

Phänomenologisch lässt sich die magnetokristalline Anisotropie durch eine Reihenentwicklung beschreiben, die die Symmetrie des Kristalls widerspiegelt. In diesem Fall wird nach den Richtungskosinus der Magnetisierung bezüglich der Kristallachsen entwickelt. Nach Abbildung 2.7 ergeben sich dann folgende Richtungskosinus in Kugelkoordinaten:

$$\begin{aligned}\alpha_x &= \sin \Theta \cos \Phi \\ \alpha_y &= \sin \Theta \sin \Phi \\ \alpha_z &= \cos \Theta.\end{aligned}\tag{2.16}$$

Bei Betrachtung eines kubischen Systems muss die freie Energie sowohl symmetrisch gegen Vertauschung zweier  $\alpha_i$  sein, als auch jedes  $\alpha_i$  wegen der Inversionssymmetrie nur quadratisch eingehen kann, ist der erste nicht verschwindende Term dieser Entwicklung mathematisch gesehen von vierter Ordnung [73]. Die freie Enthalpiedichte pro Volumen  $G$  nach den Richtungskosinus  $\alpha_i$  der Magnetisierung ergibt sich für ein kubisches System zu [73]:

$$G_{\text{kubisch, Kristall}} = K_0 + K_1(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2) + K_2\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2 + \dots\tag{2.17}$$

$K_0$ ,  $K_1$  und  $K_2$  bezeichnen die magnetokristallinen Anisotropiekonstanten verschiedener Ordnungen.

Der einfachste Fall der magnetokristallinen Anisotropie ist die uniaxiale magnetokristalline Anisotropie. In diesem Fall ist die freie Enthalpiedichte rotationssymmetrisch in Bezug auf die leichte Achse und nur noch von der relativen Orientierung der Magnetisierung zu dieser Achse abhängig. Mit der Annahme, dass die leichte Richtung in der  $z$ -Achse liegt, werden die Richtungskosinus nur noch nach  $\alpha_z = \cos \Theta$  entwickelt. Daraus ergibt sich dann:

$$G_{\text{uniaxial}} = E_u = K_0 + K_2 \sin^2 \Theta + K_4 \sin^4 \Theta + K_6 \sin^6 \Theta + \dots\tag{2.18}$$

In der Literatur wird die Entwicklung nach dem ersten Term abgebrochen und es ergibt sich in erster nicht verschwindender Ordnung:

$$E_u = K_2 \cdot \sin^2 \Theta.\tag{2.19}$$



Der Winkel  $\Theta$  ist der Winkel der in der ausgezeichneten Richtung senkrecht zur Ebene und der Magnetisierung liegt.  $K_2$  ist die sogenannte Anisotropiekonstante. Es sind zwei Fälle bei  $K_2$  zu unterscheiden. In dem Fall, dass  $K_2$  positiv ist, ist die ausgezeichnete Richtung eine „leichte“ Richtung der Magnetisierung, es ist also die Richtung, in welcher die Magnetisierung bevorzugt liegt. In dem anderen Fall, dass  $K_2$  negativ ist, muss Energie (z.B. durch ein äusseres Magnetfeld) aufgewandt werden, um die Magnetisierung in diese Richtung auszurichten. Dies ist die sogenannte „schwere“ Richtung. Eine uniaxiale Anisotropie kann auch in der Filmebene auftreten, verursacht wird dies häufig durch Wachstum auf gestuften Oberflächen [74, 75].

Neben der Spin-Bahn-Wechselwirkung trägt auch ein Beitrag durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung zur magnetokristallinen Anisotropie bei. Bei kubischen Kristallen verschwindet der Beitrag aus Symmetriegründen [73], dies gilt jedoch nur in unendlich ausgedehnten Gittern. Durch geringfügige axiale Verzerrungen des kubischen Kristallgitters wird durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ein uniaxialer Beitrag verursacht. Aber in Bezug zum Spin-Bahn-Wechselwirkungsbeitrag spielt dieser eine untergeordnete Rolle [76].

### 2.3.2.2 Formanisotropie

Die Formanisotropie beruht auf der langreichweitigen magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Die dipolare Wechselwirkung nimmt mit  $\frac{1}{r_{ij}^3}$  als Funktion des Abstandes  $r_{ij}$  ab. Das Dipolfeld eines magnetischen Moments  $\vec{\mu}_i$  am Ort  $r_i$  hat die Form [77]:

$$\vec{H}_i(\vec{r}_i) = \frac{3(\vec{r}_i \cdot \vec{\mu}_i)}{r_i^5} - \frac{\vec{\mu}_i}{r_i^3} \quad (2.20)$$

Ein anderes magnetisches Moment  $\vec{\mu}_j$  im Abstand  $\vec{r}_{ij}$  zu  $\vec{\mu}_i$  besitzt in diesem Dipolfeld die Energie

$$E_{dip} = -\frac{\mu_0}{4\pi}(\vec{\mu}_j \cdot \vec{H}_i) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left( \frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_i) \cdot (\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j)}{r_{ij}^5} \right) \quad (2.21)$$

Mit Gleichung 2.21 wird verdeutlicht, dass die Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit dem Abstand zwischen den magnetischen Dipolen und damit auch mit dem Kristallgitter verbunden ist. Wird dieses Modell ins Makroskopische übertragen, erzeugen die Dipole an den Rändern einer endlich ausgedehnten Probe ein Streufeld. Das

Streufeld im Inneren der Probe wird auch als Entmagnetisierungsfeld bezeichnet, da es der Magnetisierung entgegen wirkt. Ausgehend von der Maxwell-Gleichung  $\nabla \cdot \underline{B} = \nabla (\mu_0 \underline{H} + \mu_0 \underline{M}) = 0$ , ergibt sich für das Entmagnetisierungsfeld  $\underline{H}_d$ , welches durch die Divergenz der Magnetisierung  $\underline{M}$  ausgedrückt werden kann:

$$\nabla \cdot \underline{H}_d = -\nabla \cdot \underline{M}. \quad (2.22)$$

Die Energie des Entmagnetisierungsfeldes ist das Produkt aus der Magnetisierung und dem Entmagnetisierungsfeld integriert über das Probenvolumen [78]:

$$E_d = \frac{\mu_0}{2} \int_{V_{Probe}} \underline{M} \cdot \underline{H}_d dV. \quad (2.23)$$

Das Integral für das Entmagnetisierungsfeld ist allgemein für endlich ausgedehnte Proben schwierig zu lösen. Der einfachste Fall ist ein Rotationsellipsoid. Unter dieser Annahme kann das Entmagnetisierungsfeld mit Hilfe des symmetrischen Entmagnetisierungstensors  $\hat{N}$  beschrieben werden als

$$\vec{H}_d = -\hat{N} \cdot \vec{M}. \quad (2.24)$$

Für die Spur des Tensors gilt:

$$Sp(\hat{N}) = N_x + N_y + N_z = 1. \quad (2.25)$$

Der Entmagnetisierungsfaktor für einen Ellipsoiden entlang der x-Achse lässt sich wie folgt ausdrücken [78]:

$$N_x = \frac{1}{2}xyz \int_0^\infty (x^2 + \eta) \frac{1}{\sqrt{(x^2 + \eta)(y^2 + \eta)(z^2 + \eta)}} d\eta. \quad (2.26)$$

Analoge Ausdrücke gelten für  $N_y$  und  $N_z$ . Die Berechnung der Komponenten des Entmagnetisierungstensors ausser für den Rotationsellipsoiden ist komplex [79]. Für quaderförmige Proben wurden verschiedene Näherungsrechnungen durchgeführt [80, 81, 82], die zeigen, dass als gute Näherung bei quaderförmigen Proben ein Rotationsellipsoid angenommen werden kann, um die Entmagnetisierungsfaktoren zu berechnen. Jedoch muss hier immer berücksichtigt werden, dass eine homogene Entmagnetisierung über die gesamte Struktur angenommen wird.

### 2.3.2.3 Grenz- und Oberflächenanisotropie

Bei der Grenz- und Oberflächenanisotropie ist die Hauptursache die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die Grenz-/ Oberfläche des Ferromagneten stellt einen Symmetriebruch dar, dies führt zu einer veränderten Umgebung des Spins an der Grenz-/ Oberfläche und erzeugt damit einen zusätzlichen Anisotropiebeitrag. Dieser Beitrag weicht deutlich von dem im Bulk-Material ab und kann durch einen zusätzlichen Beitrag in der freien Energie ausgedrückt werden. Dies wurde von Néel [83] qualitativ beschrieben, die Berechnung realer Grenzflächen [84] erfolgt analog zur magnetokristallinen Anisotropie.

Die Oberflächenanisotropie  $F_S$  in einem dünnen Film mit der Schichtdicke  $d$  kann wie folgt ausgedrückt werden [85]:

$$F_S = \frac{k_S}{d} \cos^2 \Theta, \quad (2.27)$$

wobei  $k_S$  die Anisotropiekonstante der oberen und unteren Grenzfläche der Schicht ist. Die Anisotropie ist stark abhängig von den Materialien und Kristallorientierungen beidseitig der Grenzfläche, hier wurde angenommen, dass beide Grenzflächen  $S_1$  und  $S_2$  identisch sind. Sollte dies nicht der Fall sein, kann nur ein Mittelwert der Anisotropiekonstante aus der Summe der Anisotropiekonstanten der einzelnen Grenzflächen  $k_S = \frac{1}{2}(k_S^1 + k_S^2)$  angesetzt werden. In genügend dünnen Schichten kann der Beitrag der Oberflächenanisotropie zur Gesamtenergie einen entscheidenden Einfluss auf die Orientierung der Magnetisierung haben. Bei positiven Anisotropiekonstanten wird die Energie minimiert und dies führt zu einer senkrecht zur Oberfläche stehenden (out-of-plane) Magnetisierung [73]. In dünnen (Pd/Co)-, (Pt/Co)- und (Au/Co)-Schichten wurde eine senkrechte Orientierung der Magnetisierung der Co-Schicht im Nullfeld gefunden [86, 87]. Auch in Multilagen kann der Einfluss der Grenzfläche so gross sein, dass die Oberflächenenergie die Formanisotropie überwindet und die Schichtnormale die leichte Richtung der Magnetisierung ist. Dieser Effekt ist relativ gross z.B. in (Co/Pt)- und (Co/Ni)-Multilagen [31, 88, 89].

### 2.3.3 Zeeman-Energie

Bei der Messung der ferromagnetischen Resonanz oder bei Magnetowiderstandsmessungen wird die Probe in ein externes Magnetfeld eingebracht. Diese externe Feldenergie –Zeeman-Energie genannt– ist abhängig von der Orientierung der Magnetisierung bezüglich eines von aussen angelegtem Magnetfeld  $B_{ext} = \mu_0 H_{ext}$ . Für die Energiedichte folgt dann aus dem Vektorprodukt und dessen Integration über das Probenvolumen [78]:

$$E_{H_{ext}} = -\mu_0 \int_{V_{Probe}} \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} dV. \quad (2.28)$$

Für ein homogenes externes Magnetfeld und eine homogen magnetisierte Probe hängt diese Energie nur noch von der relativen Orientierung des magnetischen Moments  $m = M \cdot V$  und des externen Feldes ab. Ausgedrückt in Polarkoordinaten (gemäss Abb. 2.7), ergibt sich für die Energiedichte der Zeeman-Energie folgendes:

$$E_{H_{ext}} = -MB [\sin \Theta \sin \Theta_B \cos(\Phi - \Phi_B) + \cos \Theta \cos \Theta_B]. \quad (2.29)$$

Wenn  $\vec{M}$  und  $\vec{B}$  in einer Ebene liegen und senkrecht zur Filmebene orientiert sind, ist  $\Phi_B = \Phi$  und dadurch vereinfacht sich Gleichung 2.29 zu  $E_{H_{ext}} = -MB \cos(\Theta - \Theta_B)$ . Wenn dagegen  $\vec{M}$  und  $\vec{B}$  in der Schichtebene liegen, ist  $\Phi_B = \Phi = \frac{\pi}{2}$  und die Zeeman-Energiedichte ergibt sich zu  $E_{H_{ext}} = -MB \cos(\Phi - \Phi_B)$ .

Alle Energiebeiträge zusammen, die in den letzten Abschnitten eingeführt worden sind, sind für die Orientierung der Magnetisierung in einem externen Magnetfeld relevant. Die Summation aller ergibt die innere Energie  $E$  des Ferromagneten. Welche Energiebeiträge zur inneren Energie berücksichtigt werden müssen, hängt von dem betrachteten System ab.

Bei den in dieser Arbeit untersuchten relativ dicken (20 nm) Permalloy-Leiterbahnen überwiegt der Beitrag der Formanisotropie, da die magnetokristalline Anisotropie (MAE) fcc in FeNi verschwindend klein ist. Die Formanisotropie führt dazu, dass die Magnetisierung in Remanenz in der Schichtebene orientiert ist und nur mit grossen externen magnetischen Feldern in Richtung der Schichtnormalen ausgerichtet werden können. Die untersuchten (Co/Ni)-(Co/Pt)-Multilagenstrukturen zeigen eine grosse uniaxiale magnetokristalline Anisotropie, die eine Ausrichtung der remanenten Magnetisierung senkrecht zur Schicht erzwingt, welche auf eine Oberflächenanisotropie zurück zu führen ist.

## 2.4 Ferromagnetische Resonanz

Magnetische Resonanz in ferromagnetischen Materialien bei Mikrowellenfrequenzen verhält sich ähnlich wie Atom- und Elektronen-Spin-Resonanz [90]. Zunächst wird ein System aus einzelnen, nicht wechselwirkenden Atomen betrachtet. Die Atome haben einen Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$ , der sich aus Spin  $\vec{S}$  und Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  zusammensetzt zu  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ . Darauf ergibt sich, dass jeder Spin ein magnetisches Moment  $\vec{\mu} = \frac{g\mu_B}{\hbar} \vec{J}$  hat. Dabei ist  $g$  der Landésche  $g$ -Faktor und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton. Mit dem  $g$ -Faktor kann in 3d-Elementen die Beziehung zwischen Bahn- und Spinnmoment wie folgt ausgedrückt werden [91]:

$$\frac{\mu_L}{\mu_S} = \frac{g}{2} - 1. \quad (2.30)$$

Der Landésche  $g$ -Faktor ist  $g = 1$  für reinen Bahnmagnetismus und  $g \approx 2$  für reinen Spinmagnetismus. Wird nun ein externes Magnetfeld angelegt, entsteht eine Aufspaltung der  $2J+1$  Zustände des Atoms aufgrund des Zeeman-Effektes. Die Energiedifferenz  $\Delta E$  zwischen den äquidistanten Zuständen ergibt sich zu:

$$\Delta E = g\mu_B B_{ext} \quad (2.31)$$

Wenn nun ein magnetisches Wechselfeld mit der Frequenz  $f = \frac{\omega}{2\pi}$  senkrecht zum statischen Feld angelegt wird, werden magnetische Dipolübergänge induziert, falls die Energie  $\Delta E = \hbar \cdot \omega$  beträgt. Damit folgt für die Resonanzbedingung eines verdünnten Paramagneten (mit nicht-wechselwirkenden Spins) im klassischen Bild:

$$\omega = \gamma B_{ext}, \quad (2.32)$$

$\gamma = g\frac{\mu_B}{\hbar}$  ist das gyromagnetische Verhältnis. Die Erfüllung der Resonanzbedingung kann durch Variation der Mikrowellenfrequenz oder des externen Magnetfeldes erreicht werden. Bei allen „klassischen“ Messungen der ferromagnetischen Resonanz in dieser Arbeit wird ein Aufbau verwendet, der einen Resonator mit einer festen Frequenz  $\omega$  verwendet. Daher wurden diese Messungen immer bei konstanter Frequenz und variierendem Magnetfeld durchgeführt, damit die Resonanzbedingung erfüllt wird.

Bisher wurden freie Atome betrachtet, im Ferromagneten jedoch wird die Austausch- und Dipolwechselwirkung benachbarter magnetischer Momente berücksich-

tigt und damit die resultierenden internen Magnetfelder. In Gleichung 2.32 wird daher  $B_{ext}$  durch eine Funktion des effektiven Magnetfeldes  $f(B_{eff})$  ersetzt, diese enthält sowohl  $B_{ext}$  als auch die inneren Felder, wie z.B. das Anisotropiefeld  $B_{ani}$  und das Mikrowellenfeld  $b_{hf}$  (also  $f(B_{eff}) = B_{ext} + B_{ani} + b_{hf}$ ). Die Präzession der Magnetisierung erfolgt demnach nicht mehr um das externe Feld, sondern um das effektive Feld. Da diese Beschreibung mit der quantenmechanischen Beschreibung der FMR übereinstimmend ist, wurde von Polder und Van Vleck gezeigt [92, 93].

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = - \left( \vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right). \quad (2.33)$$

Die rechte Seite der Gleichung stellt das auf die Magnetisierung wirkende Drehmoment da. Hier handelt es sich um eine Gleichung für die ungedämpfte Bewegung, d.h. selbst bei sehr grossen Feldern ist es nicht möglich, dass die Magnetisierung vollständig in Richtung des externen Feldes relaxiert. Daher wird ein Dämpfungsterm eingeführt, der die Relaxation ermöglicht. Die Bewegung der Magnetisierung um ihre Gleichgewichtslage wird beschrieben mit der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung [95] für kleine Dämpfung  $\alpha$  und kleine Auslenkungen:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = - \left( \vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) + \frac{\alpha}{M} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad (2.34)$$

mit  $\alpha$  der Gilbert-Dämpfung. Die resultierende Bewegung aus der Gleichung 2.34 wird in Abbildung 2.8 dargestellt. Der erste Term der Gleichung 2.34 beschreibt die Präzessionsbewegung der Magnetisierung  $\vec{M}$  um das effektive Magnetfeld  $\vec{B}_{eff}$ . Der zweite Term stellt den phänomenologischen Dämpfungsterm mit der Gilbertdämpfungskonstanten  $\alpha$  und der Sättigungsmagnetisierung  $M$  dar. Der zweite Term induziert eine zusätzliche Bewegung, welche bewirkt, dass die Magnetisierung in Richtung des effektiven magnetischen Feldes gezogen wird. Eine vollständige Herleitung der Gleichung 2.34 kann in [96] nachgelesen werden.

Mit der Annahme, dass die Magnetisierung nur kleine Auslenkungen aus der Gleichgewichtslage erfährt, ist es möglich eine allgemeine Resonanzgleichung herzuleiten. Diese lautet dann [97]

$$\left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \frac{1 + \alpha^2}{M^2 \sin^2 \theta} \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} - \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right), \quad (2.35)$$

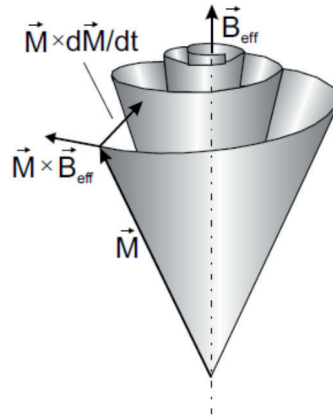


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Bewegung der Magnetisierung in einem effektiven Magnetfeld, beschrieben durch die Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung, die aus einem Präzessionsterm und einem Dämpfungsterm besteht. Aus [94]

wobei  $M$  die Magnetisierung und  $F$  die freie Energiedichte ist. Die Winkel  $\theta$  und  $\phi$  stimmen mit den Winkel in der Abbildung 2.7 überein.

## 2.5 Spin-Transfer-Torque-Effekt und strominduziertes Schalten

In Kapitel 2.2 wurde gezeigt, dass der Strom in einem Ferromagneten spinpolarisiert ist aufgrund der unterschiedlichen Zustandsdichte für „Spin-up“ und „Spin-down“ Elektronen an der Fermikante. Dies liegt daran, dass für Majoritäts- und Minoritätselektronen unterschiedliche Streuquerschnitte gelten. Der erzeugte spinpolarisierte Strom kann dazu benutzt werden die Richtung der Magnetisierung in einem anderen Ferromagneten zu beeinflussen, nachdem dieser bei der Durchquerung eines nicht-ferromagnetischen Materials erhalten worden ist. Voraussetzung hierbei ist jedoch, dass die Spinpolarisation des Stroms verschieden zu der Richtung der Magnetisierung in dem anderen Ferromagneten ist. Diesen Effekt nennt man Spin-Transfer-Torque-Effekt (STT) oder auch Spin-Torque-Effekt.

Der STT-Effekt wurde zunächst theoretisch von Berger und Slonczewski [9, 10] vorhergesagt. Die ersten experimentellen Nachweise wurden von Katine und Grollier durchgeführt [11, 98].

### 2.5.1 Phänomenologische Betrachtung

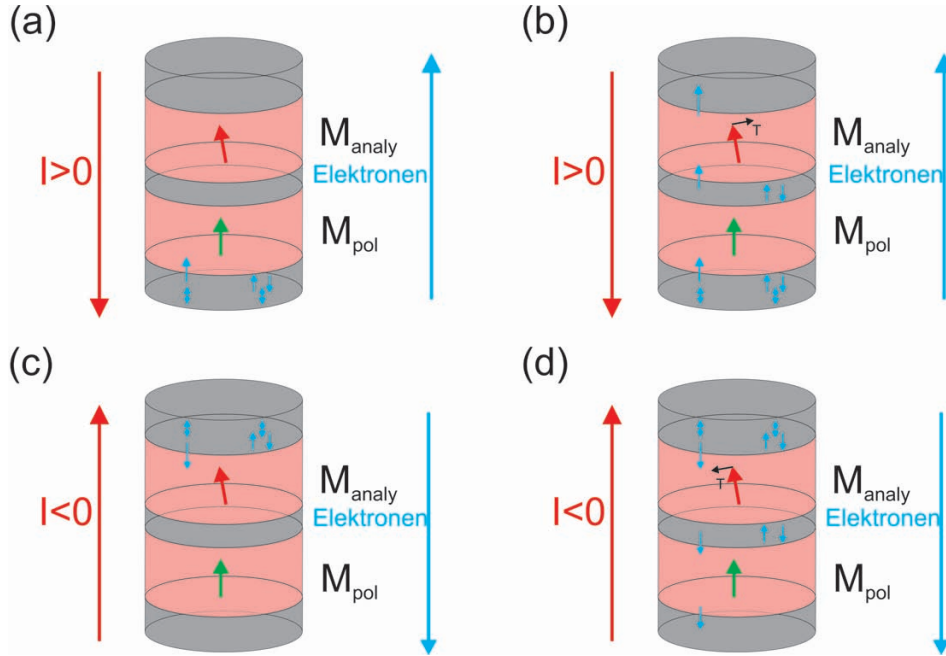


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung einer Säulenstruktur in der Seitenansicht für verschiedene Stromrichtungen. In (a) und (b) fließen die Elektronen von der polarisierenden ferromagnetischen Schicht in Richtung der freien oder analysierenden Schicht. In (c) und (d) wurde die Stromrichtung umgekehrt. Die Magnetisierungsrichtung des Polarisators wird mit einem grünen Pfeil dargestellt, die des Analysators mit einem roten Pfeil. Die Richtung des STT wird durch einen Pfeil mit einem T gekennzeichnet.

Abbildung 2.9 zeigt eine Säulenstruktur bestehend aus einer polarisierenden ferromagnetischen Schicht (Polarisator) mit einer Magnetisierung  $\vec{M}_{\text{pol}}$  und einer zu schaltenden ferromagnetischen Schicht (Analysator) mit der Magnetisierung  $\vec{M}_{\text{analy}}$ , welche getrennt sind durch eine nicht ferromagnetischen Schicht. Die Magnetisierungsrichtung ist für den Polarisator mit einem grünen Pfeil dargestellt und für den Analysator mit einem roten Pfeil. Sowohl oberhalb des Polarisators als auch unterhalb des Analysators befinden sich weitere nicht ferromagnetische Schichten, welche dazu dienen Strom in die Struktur einzuprägen. Die Magnetisierung des Po-



larisators sei so eingestellt, dass sie nicht vom Strom beeinflusst werden kann. Die Magnetisierung des Analysators kann durch den spinpolarisierten Strom verändert werden. Die Magnetisierungsrichtung des Polarisators kann zum einen durch die Wahl unterschiedlicher Materialien für Polarisator und Analysator [99], zum anderen durch unterschiedliche Schichtdicken [98, 100] oder über Austauschkopplung an einen Antiferromagneten [101] eingestellt werden. In Abbildung 2.9 (a) und (b) wird der Fall gezeigt, dass die Elektronen vom Polarisator zum Analysator fließen. Die Stromrichtung wird in diesem Fall als positiv definiert. Es gibt zwei Spinkanäle, die separat angezeigt sind. Die zwei unterschiedlichen Spinsorten treffen auf den Polarisator (Abb. 2.9 (a)), dort werden die Majoritätsspins durchgelassen. Die Minoritätsspins werden jedoch entweder rückgestreut oder durch Spin-Flip-Streuung in Majoritätsspins umgewandelt. Dies führt zu einer Spinpolarisation des Stroms, die den Polarisator verlässt, welche gegeben ist durch [10]:

$$P = \frac{|I_{\uparrow} - I_{\downarrow}|}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}} = \frac{|\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}|}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}. \quad (2.36)$$

$I_{\uparrow(\downarrow)}$  ist der Strom getragen durch die Majoritäts-(Minoritäts-)Spins und  $\rho_{\uparrow(\downarrow)}$  der zugehörige Widerstandsbeitrag. Anhand der Gleichung 2.36 wird deutlich, dass die Spinpolarisation sich aus dem Verhältnis der Majoritäts- und Minoritätselektronen ausdrücken lässt. Üblicherweise ist ein geringer Anteil der Minoritätselektronen im Strom durch den Ferromagneten enthalten. Werte für  $P$  in ferromagnetischen Materialien wie Co und Ni liegen bei 0.40 und 0.35 [102].

Anschließend wird der spinpolarisierte Strom in die nicht ferromagnetische Zwischenschicht injiziert (Abb. 2.9 (b)). Diese Zwischenschicht wird benötigt, um die beiden ferromagnetischen Schichten voneinander zu entkoppeln. Jedoch darf die Dicke der nicht ferromagnetischen Zwischenschicht nicht grösser sein als die Spin-Diffusionslänge, damit die Spinpolarisation des Stroms erhalten bleibt. Die freie Weglänge des Elektrons hat in vielen Materialien typischerweise eine Länge von  $\leq 10$  nm [103], die Spin-Diffusionslänge ist üblicherweise grösser als dieser Wert. Dies kann damit begründet werden, dass ein Spin-Flip-Prozess entweder durch die Austauschwechselwirkung oder durch Spin-Bahn-Kopplung an Defekten oder Verunreinigungen übertragen wird. Die Anwesenheit eines externen magnetischen Feldes reduziert die Spindiffusionslänge stark (z.B. bei Co liegt sie bei 60 nm [104]). Für nicht ferromagnetische Materialien ist die Spin-Diffusionslänge erheblich grösser, z.B. bei Cu kann sie grösser als 500 nm sein [104, 105, 106], für schwe-

rere Elemente wird sie jedoch wieder reduziert aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung (z.B. Au mit 60 nm [106]). Aufgrund der grossen Spin-Diffusionslänge ist deutlich, warum Cu meistens als Zwischenschicht gewählt wird.

Wenn der spinpolarisierte Strom die Lage mit der freien Magnetisierung erreicht (Abb. 2.9 (b)), ist es eine Grundvoraussetzung für das strominduzierte magnetische Schalten, dass eine kleine Verkipfung zwischen der Magnetisierungsrichtung der freien Lage und der des Polarisator besteht. Das gilt sowohl für die antiparallele als auch für die parallele Ausrichtung der beiden Magnetisierungen. In diesem Fall erzeugt der spinpolarisierte Strom eine transversale Komponente relativ zur Magnetisierung der zu schaltenden Schicht. Bedingt durch die grosse Energieverteilung der transversalen Spin-Komponente in Bezug zur Austausch-Wechselwirkung wird diese stark absorbiert in der Grenzflächenregion. Diese Absorption des transversalen Spin-Stroms resultiert in einen Spin-Torque (einem Drehmoment), welcher die schaltbare Schicht beeinflusst und deren Magnetisierung in eine parallele Ausrichtung in Bezug zu der des Polarisators zu bringen versucht.

In Abbildung 2.9 (c) und (d) wird die Stromrichtung umgedreht. Damit wird auch die Richtung des Spin-Torque-Effekts umgekehrt, das heisst, dass das Drehmoment z.B. versucht die Magnetisierung der freien Schicht antiparallel zu der des Polarisators zu ziehen. Zunächst jedoch wird der Strom durch die schaltbare Schicht spinpolarisiert. Damit erreicht der Strom den Polarisator spinpolarisiert. An der Grenzfläche zum Polarisator unterscheidet sich die Richtung der Magnetisierung in Bezug auf die Spinpolarisation, genauso wie angenommen wird, dass die Richtungen der Magnetisierungsvektoren des Polarisators und des Analysators leicht verschieden sind. Die neue Quantisierungsrichtung führt schlussendlich zu Elektronen, welche antiparallel zur Magnetisierung des Polaisators polarisiert sind und zu solchen die parallel polarisiert sind. Während die ersten Elektronen am Analysator reflektiert werden oder teilweise durch Spin-Flip-Streuung innerhalb des Polarisators umgekehrt werden, werden die letzteren Elektronen durch die polarisierende Schicht durchgelassen. Somit sind die rückgestreuten Elektronen von der Grenzschicht am Polarisator verantwortlich für den Spin-Torque.

### 2.5.2 Makrospin-Beschreibung: Landau-Lifschitz Gleichung

Auch für den SST-Effekt wird die Bewegung der Magnetisierung  $\vec{M}$  in einem effektiven externen magnetischen Feld  $\vec{B}_{eff}$  mit der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (Gl. 2.34) beschrieben, auf die schon in Kapitel 2.4 eingegangen wurde, und kann dazu genutzt werden, die strominduzierte Spindynamik zu beschreiben.

Der Momentübertrag  $\Delta\mu_e$  eines Elektrons an die Magnetisierung ist die senkrecht auf der Magnetisierung der Analysatorschicht stehende Komponente des magnetischen Moments des Elektrons  $\mu_e$ , diese ist gegeben durch:

$$\Delta\mu_e = P\mu_e \sin\beta = P\frac{\gamma\hbar}{2} \sin\beta. \quad (2.37)$$

$P$  ist die Spinpolarisation und  $\beta$  ist der Winkel zwischen der Spinpolarisationsrichtung und der Richtung der Magnetisierung des Analysators. Die Spinpolarisationsrichtung entspricht der Richtung der Magnetisierung des Polarisators. Der Momentübertrag an das magnetische Moment im Analysator ist abhängig vom injizierten Strom  $I$ , das heisst, er ist abhängig von der Anzahl der im Zeitintervall  $dt$  eingepprägten Elektronen ( $dN = Idt/e$ ). Daraus folgt für den Momentübertrag  $\mu_e^{alle}$  durch alle Elektronen:

$$\Delta\mu_e^{alle} = P\frac{\gamma\hbar}{2} \frac{Idt}{e} \sin\beta \Leftrightarrow \frac{d\mu_e^{alle}}{dt} = I\frac{\gamma\hbar}{2e} P \sin\beta. \quad (2.38)$$

Dies ist der Ausdruck für die totale Änderung des magnetischen Moments, vorausgesetzt alle senkrechten Winkelmomente sind enthalten. Im Makrospinmodell verhalten sich alle magnetischen Momente im Ferromagneten wie dessen Magnetisierung. Durch Benutzung von  $M = \frac{\sum\mu}{V}$ , wobei  $V$  das Volumen der Analysatorschicht ist, kann das magnetische Moment durch die Magnetisierung der Schicht multipliziert mit deren Volumen ersetzt werden. Die Änderung der Magnetisierung des Analysators kann in vektorieller Form geschrieben werden als:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{\gamma\hbar}{2e} \frac{PI}{M_S^2 V} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{m}_{pol}) \quad (2.39)$$

wobei  $\vec{m}_{pol}$  der Einheitsvektor der Richtung der Magnetisierung des Polarisators ist. Die Magnetisierung des Analysators wird mit  $\vec{M}$  dargestellt.

Die Bewegungsgleichung der Magnetisierung der Analysatorschicht unter Einfluss

des STT-Effektes kann wie folgt beschrieben werden:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left( \vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) - \frac{\lambda}{M_S^2} \vec{M} \times \left( \vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) - \frac{\gamma a_J(P, \beta)}{M_S} \vec{M} \times \left( \vec{M} \times \vec{m}_{pol} \right), \quad (2.40)$$

mit  $a_J(P, \beta) = \frac{\hbar}{2e} \frac{g(P, \beta) I}{M_S V}$ .  $a_J$  hat die Dimensionen eines Magnetfeldes und skaliert mit dem spinpolarisierten Strom  $I$ .  $g(P, \beta)$  ist die sogenannte STT-Effizienzfunktion, auf die hier jedoch nicht näher eingegangen wird [107]. Der STT-Term hat eine ähnliche Form der Dämpfung wie in der Landau-Lifschitz-Gleichung, hier wurde das effektive Magnetfeld jedoch durch die Magnetisierungsrichtung des Polarisators ersetzt. Dadurch ist der Term abhängig von der Stromrichtung, d.h. er kann sowohl positiv als auch negativ sein. Bei einem positiven Strom, wenn die Elektronen vom Polarisator zum Analysator fließen (s. Abb. 2.9 (a) und (b)), hat der STT-Term das gleiche Vorzeichen wie die intrinsische Dämpfung, die Bewegung der Magnetisierung des Analysators wird also in Richtung des Polarisators gedämpft beziehungsweise ausgerichtet. Bei einem negativen Strom kehrt sich das Vorzeichen des STT-Terms um, die Bewegung der Magnetisierung des Analysators wird entdämpft. Bei antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierung des Analysators zur Magnetisierung des Polarisators wird die Bewegung erneut gedämpft und der STT verschwindet, weil das Kreuzprodukt aus  $\vec{M}$  und  $\vec{m}_{pol}$  gleich null ist.

### 2.5.3 Kritische Stromdichte

Die kritische Stromdichte, welche benötigt wird, um eine stromgetriebene Um-magnetisierung zu erzeugen, ist in der Anwendung von grosser Bedeutung. Es werden Stromdichten zum Schalten der Magnetisierung kleiner als  $10^5$ - $10^6 \frac{A}{cm^2}$  angestrebt [101, 108]. Aus einer Stabilitätsanalyse der LLG-Gleichung inklusive des Spin-Torque-Terms ist es möglich, die kritische Stromdichte  $I_c$ , für welche die Orientierung der Magnetisierung des Analysators instabil wird, zu bestimmen. Den kritischen Strom in Spin-Torque Bauteilen zu reduzieren, ist auf verschiedene Weisen möglich. In der vorgestellten Arbeit wird ein System benutzt, in welchem ausgenutzt wird, dass das System eine Formanisotropie aufweist, die durch eine uniaxiale Anisotropie mit leichter Richtung senkrecht zur Filmebene reduziert wird. Dies wird z.B. durch eine Multilage verursacht, vergleiche Kapitel 2.3.2.3. In diesem Fall ist das effektive senkrechte Anisotropiefeld gegeben durch

$B_{oop} = B_{Form} - B_{\perp} = \mu_0 M_{analy} - B_{\perp}$  [107]. Hierbei ist  $B_{Form}$  das Formanisotropiefeld und  $B_{ani,\perp}$  das intrinsische senkrechte Anisotropiefeld des Analysators. Der kritische Schaltstrom ergibt sich damit zu [107]:

$$I_c^{P(AP) \rightarrow AP(P)} = +(-) \frac{2e}{\hbar} \frac{\alpha M_{analy} V}{g(P, \eta = 0(\pi))} [ +(-) B_0 + (-) B_{dip} + (\mu_0 M_{analy} - B_{ani,\perp}) ], \quad (2.41)$$

mit der Sättigungsmagnetisierung  $M_{analy}$ , dem Volumen  $V$ , einem extern angelegten Magnetfeld  $B_0$  und der Gilbert Dämpfungskonstante  $\alpha$ . Zusätzlich enthält die Gleichung ein dipolares Feld  $B_{dip}$ , erzeugt durch den Polarisator welches den Analysator beeinflusst. Der Faktor  $g$  ist abhängig von der Spinpolarisation  $P$  des Stroms und dem Winkel  $\eta$  zwischen den Magnetisierungsrichtungen des Polarisator und Analysators. Dieser Winkel kann durch die Kontrolle von magnetokristalliner und Formanisotropie beeinflusst werden. In dieser Geometrie tendiert das Streufeld dazu, sich in einer parallelen Ausrichtung der Magnetisierungen von Analysator und Polarisator zueinander zu stabilisieren. Die thermische Stabilitätsbarriere  $U = \frac{M_{analy} V B_{oop}}{2}$  gibt an, ab wann die thermischen Fluktuationen zu einer Beeinflussung der Anfangskonfiguration der beiden Magnetisierungen führen und daraus folgt für den kritischen Strom zum Schalten von der parallelen zur antiparallelen Ausrichtung [107]:

$$I_c^{P \rightarrow AP} = \frac{2e}{\hbar} \frac{2\alpha}{g(P, \eta = 0)} U \quad (2.42)$$

Der kritische Schaltstrom skaliert also linear mit  $U$  ohne einen zusätzlichen Term wie es der Fall sein würde, wenn die Magnetisierung in der Ebene liegen würde [107].

Erste Experimente an senkrecht magnetisierten Filmen wurden mit (Co/Ni)-Multilagen als schaltbare Lage und einer magnetisch härteren und damit auch senkrecht magnetisierten (Co/Pt)-(Co/Ni)-Multilagen als Polarisator [31] durchgeführt. Das gleiche System wurde auch in der vorgestellten Arbeit verwendet. Die zu erreichenden Schaltstromdichten liegen im Mittel bei  $6.4 \cdot 10^7 \frac{A}{cm^2}$ , wenn die Säulenstruktur eine Querschnittsdimension von  $50 \times 100 \text{ nm}^2$  [31] hat. Bei Optimierung der Größenordnung der senkrechten Anisotropie kann sogar ein Ummagnetisierungsprozess bei  $120 \mu A$  für eine Säulenstruktur aus CoNi mit einem Durchmesser von  $45 \text{ nm}$  festgestellt werden (entspricht einer Stromdichte von  $7 \cdot 10^6 \frac{A}{cm^2}$ ) [18].

### 2.5.4 Joulesche Erwärmung und Peltier-Effekt

Die Auswirkung des Peltier-Effekts ist in CPP-GMR-Elementen nicht zu vernachlässigen. Bei Messungen von  $R(I)$ -Kurven entsteht eine Kurve, die ein nach oben geöffnetes parabelförmiges Profil hat, dies wird verursacht durch die Joulesche Erwärmung. Zusätzlich tritt eine Verschiebung des parabelförmigen Profils auf, das Minimum der Parabel liegt also nicht im Nullpunkt, sondern ist nach rechts (positive Stromrichtung) oder links (negative Stromrichtung) verschoben. Dies wird durch den Peltier-Effekt verursacht [109, 110, 111, 112].

In Abbildung 2.10 ist die schematische Darstellung einer solchen typischen  $R(I)$ -

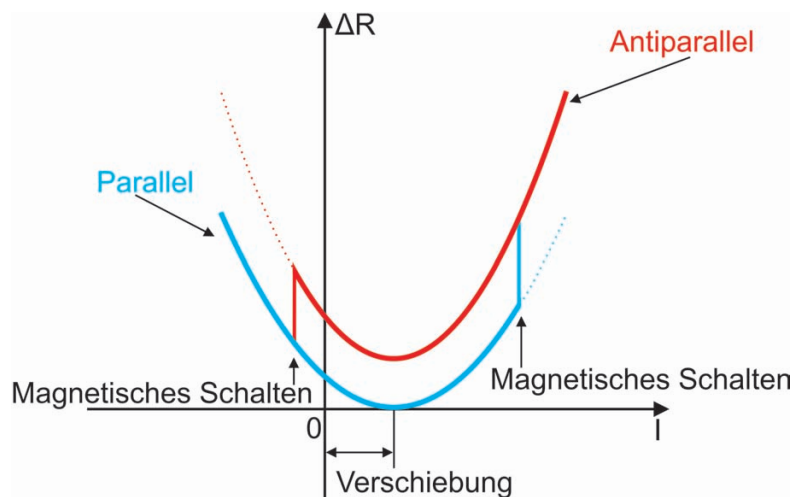


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung einer typischen  $R(I)$ -Kurve eines CPP-GMR Element mit strominduzierter Magnetisierungsumkehr nach [111].

Kurve zu sehen, in der das zuvor beschriebene Verhalten zu erkennen ist. Zum Einen ist das parabelförmige Profil gut zu sehen und zum Anderen die Verschiebung desselben. Zusätzlich ist an zwei Stellen eine plötzliche Änderung des Widerstandes zu erkennen, dies korreliert mit dem stromgetriebenen magnetischen Schalten. Die beiden Sprünge in dem Verlauf werden nun jedoch ausser Acht gelassen. Nun würde eigentlich eine Widerstandsänderung ausgehend von einem Wert  $\Delta R$  (bei keinem Strom) proportional zu  $I^2$  mit keiner Asymmetrie (aufgrund des jouleschen Heizens) erwartet werden. Entgegengesetzt dessen wird oft beobachtet, dass die parabolische  $R(I)$ -Kurve in eine Stromrichtung verschoben ist.

Die Verschiebung der  $R(I)$ -Kurven wird durch den Peltier-Effekt verursacht. Der Peltier-Effekt ist ein Phänomen, welches an der Grenzfläche zweier stromdurchflossener Grenzflächen in Form von Heizung (oder Kühlung) auftritt. Dabei ist der Beitrag der Heizung (oder Kühlung) proportional zu der Grössenordnung des verwendeten Stroms.

Zur Veranschaulichung wird nun das in Abbildung 2.11 (a) vereinfachte Schema

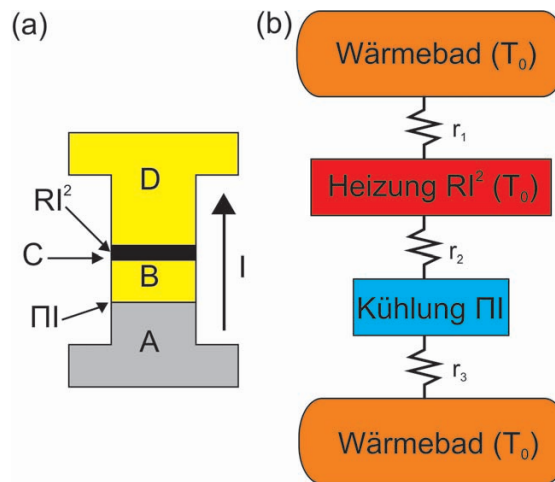


Abbildung 2.11: a) Schema einer vereinfachten Säulenstruktur für die Diskussion des Peltier-Effekts in CPP-Elementen bestehend aus verschiedenen Materialien A, B, C und D und b) die schematische Darstellung des Heizungsflusses in einer CPP-Struktur, in der die joulesche Heizquelle und der Peltier Heizabfluss an verschiedenen Stellen lokalisiert sind, nach [111].

einer Säulenstruktur in Hinsicht auf den Peltier-Effekt in CPP-Elementen diskutiert. Die Säulenstruktur ist thermisch kontaktiert, zum Einen mit einer grossen Elektrode aus dem Material D, die die obere Elektrode darstellt und zum Anderen mit einer Elektrode aus dem Material A, die die untere Elektrode darstellt. Beide Elektroden fungieren als Wärmebad, da ihr Volumen viel grösser als das der Säulenstruktur ist. Zwischen den beiden Elektroden befinden sich noch zwei weitere Schichten aus den Materialien B und C, welche sich nicht zwangsläufig von den Materialien A und D unterscheiden. Der Wärmefluss entlang der Seiten der Säulenstruktur (also in Richtung senkrecht zum Schichtstapel) wird hierbei ausge-

geschlossen, in der Realität wird dies durch eine Einbettung in  $\text{SiO}_2$  gewährleistet, da dieses eine geringe Wärmeleitfähigkeit aufweist. In einer symmetrischen Mehrlagenstruktur (z.B. A/B/A) würde der Peltier-Effekt sich an den beiden identischen Grenzflächen aufheben. Zunächst ist es sinnvoll, den Peltier-Effekt nur an der Grenzfläche zwischen der oberen Schicht aus Material C und der Schicht aus Material B dadrunter zu betrachten. Beim Fließen eines Stroms durch eine CPP-Struktur tritt Joulesche Erwärmung ( $R \cdot I^2$ ) und Peltier Kühlung ( $\Pi \cdot I$ ) zur selben Zeit auf.  $\Pi$  ist hierbei der Peltier-Koeffizient. Bei Raumtemperatur kann vorausgesetzt werden, dass die Heizkapazität der Elemente konstant ist. Die Änderung des Widerstandes ( $\Delta R$ ) verursacht durch den Stromfluss wird beschrieben durch [110, 111, 112]

$$\Delta R \propto RI^2 - \Pi I = I(RI - \Pi), \quad (2.43)$$

vorausgesetzt Kühlung und Heizung entstehen am selben Ort. Damit wird impliziert, dass sich Heizung und Kühlung bei  $I = \frac{\Pi}{R_0} \equiv I_p$  kompensieren,  $R_0$  ist der Widerstand, wenn kein Strom fließt. Gleichung 2.43 führt dazu, dass das Produkt aus  $R_0 I_p$  gleich  $\Pi$  ist.  $\Pi$  wird bestimmt durch die Kombination der zwei Materialien an der Peltier kühlenden Grenzfläche, die Werte dafür können z.B. für Au und Cu und Co der Literatur entnommen werden [110, 111, 113, 114].

Der Peltier-Koeffizient an einer Grenzfläche zwischen dem Material A und B ( $\Pi_{A-B}$ ) wird ausgedrückt mit folgender Gleichung [110, 111]:

$$\Pi_{A-B} = (S_A - S_B) T, \quad (2.44)$$

dabei sind  $S_A$  und  $S_B$  die Seebeck-Koeffizienten von den Materialien A und B und  $T$  ist die Temperatur.

In einer realen Probe entsteht die Peltier-Kühlung und die Joulesche Erwärmung in verschiedenen Teilen des CPP-Elements. Die Peltier-Kühlung tritt an der A/B-Grenzfläche auf und die Joulesche Erwärmung hauptsächlich an der C/D-Grenzfläche, wie in Abbildung 2.11 (b) zu sehen ist. Das Auftreten der verschiedenen Effekte ist festgelegt durch die Kombination der zwei Materialien an den Grenzflächen und ist abhängig von der Größe oder dem Widerstand der CPP-Struktur. Hier wird davon ausgegangen, dass der Widerstand der eigentlichen Säulenstruktur grösser ist, als die Widerstände der oberen und unteren Elektrode. Der Wärmefluss in der CPP-Struktur wird berücksichtigt bei  $I = I_p$  ( $\Delta R = 0$ ) durch Einführung der Heizwiderstände  $r_1$ ,  $r_2$  und  $r_3$ . Wie in Abbildung 2.11 (b) zu sehen ist, befindet



sich  $r_1$  dann zwischen der oberen Elektrode (D) und der Jouleschen Heizquelle (C),  $r_2$  ist dann zwischen der Jouleschen Heizquelle (C) und dem Peltier-Kühlkörper (B) befindlich und  $r_3$  liegt zwischen dem Peltier-Kühlkörper (B) und der unteren Elektrode (A). Aufgrund dieser auftretenden zusätzlichen Heizwiderstände muss die Gleichung 2.43 wie folgt angepasst werden [111].

$$\Delta R \propto RI^2 - \alpha \Pi I = I(RI - \alpha \Pi), \quad (2.45)$$

mit  $\alpha = \frac{r_3}{r_2 + r_3}$ . Der Parameter  $\alpha$  muss im Bereich  $0 < \alpha < 1$  liegen.  $r_1$  ist unberücksichtigt in Gleichung 2.45, da die Temperatur der Jouleschen Heizquelle (C) der der oberen Elektrode (D) gleicht und daher keine Wärme zu der oberen Elektrode fließt in Ermangelung einer Temperaturdifferenz. Hingegen sollte die Temperatur der Peltier-Kühlkörper (B) Grenzfläche niedriger sein und führt dadurch zu einem Abfluss der Jouleschen Erwärmung und dies wiederum führt dazu, dass die zusätzliche Wärme in die untere Elektrode (A) abgeführt wird.

## 2.6 Elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz

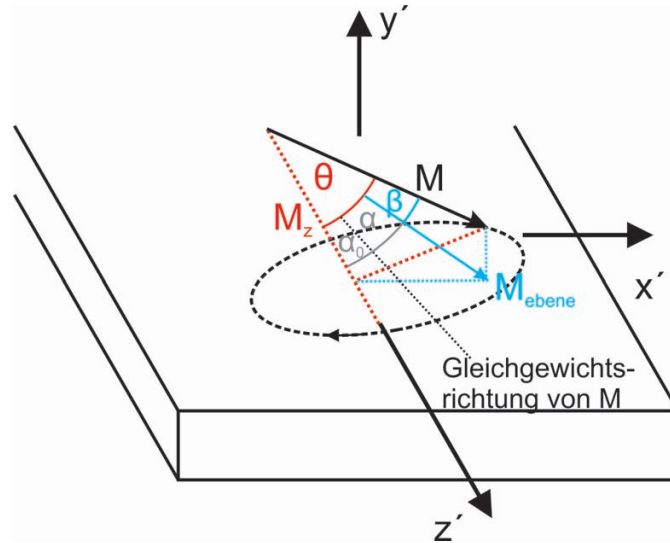


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung der Präzession der Magnetisierung in der Probe.

Neben den „klassischen“ ferromagnetischen Resonanz-Messungen an Filmen wurden im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich ferromagnetische Resonanzmes-

sungen mittels DC elektrischer Detektion durchgeführt. Der Effekt, der hier zur Detektion ausgenutzt wurde, ist der in Kapitel 2.2.1 beschriebene anisotrope Magnetowiderstand (AMR). Natürlich kann diese Art der Detektionsmethode auch auf andere Widerstandseffekte, wie z.B. den Riesenmagnetowiderstand [44] angewandt werden.

Die AMR-Kopplung des Spins und der Ladung resultiert in einer sogenannten Fotospannung und einem sogenannten Fotowiderstand. Beide Effekte können mit Hilfe des Ohmschen Gesetz [Strom  $I(t)$  und  $U(t)$ ] verstanden werden als:

$$U(t) = R(t) \cdot I(t). \quad (2.46)$$

Der zeitabhängige Widerstand  $R(t) = R_0 + R_1 \cos(\omega t - \psi)$  oszilliert mit der Mikrowellenkreisfrequenz  $\omega = 2\pi f$ , welche verursacht wird durch die AMR-Oszillationen, die entstehen durch die Präzession der Magnetisierung. Bei  $R_0$  handelt es sich um den Widerstand der Probe und bei  $R_1$  um die Widerstandsänderung verursacht durch den AMR.  $\psi$  ist die Oszillationsverschiebung in Bezug auf die Phase des hochfrequenten Stroms  $I(t) = I_1 \cos(\omega t)$ , welcher durch die angelegte Mikrowelle induziert wird.

Für die Mikrowellen induzierte Fotospannung und -widerstand ist der longitudinale Widerstand (Stromrichtung und Magnetisierungsrichtung parallel zueinander)  $R(t) = R_0 + R_A \cos^2 \theta(t)$  des Streifens von Bedeutung. Dabei ist  $R_0$  der minimale longitudinale Widerstand und  $R_A \cos^2 \theta(t)$  ist der zusätzliche Widerstand verursacht durch den AMR,  $\theta(t)$  ist dabei der Winkel zwischen der  $z'$ -Achse, welche parallel zum Streifen liegt, und der Magnetisierung  $M$  (s. Abb. 2.12). Wie in Abbildung 2.12 ersichtlich ist, bewegt sich  $M$  auf einer kugelförmigen Fläche mit dem Radius  $M_0$ , dies entspricht der Sättigungsmagnetisierung der Probe.  $\theta(t)$  kann zerlegt werden in den Winkel  $\alpha(t)$ , welcher in der ferromagnetischen Filmebene liegt, und in den aus der Ebene zeigenden Winkel  $\beta(t)$ . Damit ergibt sich dann:

$$\cos \theta(t) = \cos \alpha(t) \cos \beta(t). \quad (2.47)$$

Die Präzession der Magnetisierung ist durch die Winkel  $\alpha(t)$ ,  $\beta(t)$  und  $\theta(t)$  gegeben. In der in Abbildung 2.12 dargestellten Geometrie schliesst die Magnetisierung  $M_0$  im Gleichgewicht den in der Ebene liegenden Winkel  $\alpha_0$  mit dem Streifen ein. Infolgedessen ist das zeitliche Mittel von  $\langle \beta(t) \rangle = 0$  und  $\langle \alpha(t) \rangle = \alpha_0$ . Im Allgemeinen ist der Verlauf der Präzession der Magnetisierung elliptisch. Ihre Hauptachsen

liegen entlang der x- und y-Achse und sind zugehörig zu den Amplituden  $\alpha_1$  und  $\beta_1$  des in der Ebene und aus der Ebene zeigenden Winkel  $\alpha_1^t$  und  $\beta_1^t$  der hochfrequenten Magnetisierung. Aus diesem Zusammenhang ergibt sich dann:

$$\begin{aligned}\alpha(t) &= \alpha_0 + \alpha_1^t(t) = \alpha_0 + \alpha_1 \cos(\omega t - \psi), \\ \beta(t) &= \beta_1^t(t) = -\beta_1 \sin(\omega t - \psi).\end{aligned}\tag{2.48}$$

Mit Hilfe der Gleichung 2.47 wird eine Näherung bis zur zweiten Ordnung für  $\cos^2 \theta(t)$  in  $\alpha_1^t$  und  $\beta_1^t$  durchgeführt:

$$\begin{aligned}\cos^2 \theta(t) &\approx \cos^2 \theta|_{\alpha_1^t=\beta_1^t=0} + \alpha_1^t \frac{d \cos^2 \theta}{d \alpha_1^t} \Big|_{\alpha_1^t=\beta_1^t=0} + 0 \\ &+ \frac{\alpha_1^{t2}}{2} \frac{d^2 \cos^2 \theta}{d \alpha_1^{t2}} \Big|_{\alpha_1^t=\beta_1^t=0} + \frac{\beta_1^{t2}}{2} \frac{d^2 \cos^2 \theta}{d \beta_1^{t2}} \Big|_{\alpha_1^t=\beta_1^t=0}.\end{aligned}\tag{2.49}$$

Mit den Ausdrücken für  $\alpha(t)$  und  $\beta(t)$  aus Gleichung 2.48 kann ein Term der Reihenentwicklung beispielhaft durchgerechnet werden:

$$\begin{aligned}\frac{d \cos^2 \theta}{d \alpha_1^t} \Big|_{\alpha_1^t=\beta_1^t=0} &= \frac{d [\cos^2 \alpha(t) \cos^2 \beta(t)]}{d \alpha_1^t} \Big|_{\alpha_1^t=\beta_1^t=0} \\ &= \cos^2 \beta_1^t \cdot \frac{d \cos^2 [\alpha_0 + \alpha_1^t(t)]}{d \alpha_1^t} \Big|_{\alpha_1^t=\beta_1^t=0} \\ &= \cos^2 \beta_1^t(t) \cdot [-\sin 2(\alpha_1^t(t) + \alpha_0)] \Big|_{\alpha_1^t=\beta_1^t=0} = -\sin 2\alpha_0.\end{aligned}\tag{2.50}$$

Die erste Ordnung von  $\beta_1^t$  verschwindet, weil sie proportional zu  $\sin \beta|_{\beta_1=0} = 0$  ist. Daher folgt nun:

$$\begin{aligned}\cos^2 \theta(t) &\approx \cos^2 \alpha_0 - \sin \alpha_0 \cos(\omega t - \psi) \\ &- \alpha_1^t \cos 2\alpha_0 \cos^2(\omega t - \psi) \\ &- \beta_1^t \cos^2 \alpha_0 \sin^2(\omega t - \psi).\end{aligned}\tag{2.51}$$

Diese Gleichung kann nun dazu benutzt werden, die longitudinale Spannung am Streifen zu berechnen. Unter Berücksichtigung des allgemeinen Falles eines extern parallel zur langen Leiterbahnachse angelegten DC-Stroms  $I_0$  und eines durch Mikrowellen induzierten hochfrequenten Stroms  $I_1$  ergibt sich für Gleichung 2.46:

$$U(t) = [R_0 + R_A \cos^2 \theta(t)] [I_0 + I_1 \cos(\omega t)].\tag{2.52}$$

Mit Gleichung 2.51 kann  $U(t)$  infolgedessen geschrieben werden als  $U(t) = U_0 + U_1 \cos(\omega t - \psi_1) + U_2 \cos(2\omega t - \psi_2) + U_3 \cos(3\omega t - \psi_3)$ . Für Fotospannung und -widerstand sind nur die konstanten Terme von  $U_0$  relevant, diese sind äquivalent

zum zeitlichen Mittel der Spannung  $\langle U(t) \rangle$ . Eine Kombination aus Gleichung 2.51 und 2.52 ergibt dann den folgenden Ausdruck:

$$U_0 = I_0 (R_0 + R_A \cos^2 \alpha_0) - I_1 R_A \alpha_1 \sin 2\alpha_0 \frac{\cos \psi}{2} - I_0 (\alpha_1 \cos 2\alpha_0 + \beta_1^2 \cos^2 \alpha_0) \frac{R_A}{2}. \quad (2.53)$$

Hier soll angemerkt werden, dass die zeitlichen Mittel von  $\langle \sin^2(\omega t - \psi) \rangle = \langle \cos^2(\omega t - \psi) \rangle = \frac{1}{2}$  und  $\langle \cos \omega t \cos(\omega t - \psi) \rangle = \frac{\cos \psi}{2}$  sind. Der erste Term von Gleichung 2.52 ist unabhängig von den hochfrequenten Grössen  $I_1$ ,  $\alpha_1$  und  $\beta_1$  und repräsentiert den statischen Spannungsabfall von  $I_0$ . Der zweite Term hingegen ist die durch die Mikrowelle erzeugte Fotospannung  $U_{MW}$ , diese zeigt keine Änderung durch den DC-Strom  $I_0$ . Der dritte Term ist der durch die Mikrowelle erzeugte Fotowiderstand  $\Delta R_{MW}$ , dieser ist proportional zu  $I_0$  und zusätzlich abhängig von den Mikrowellengrössen  $\alpha_1$  und  $\beta_1$ . Auch ist hieraus ersichtlich, dass die zu Beginn eingeführte hochfrequente Widerstandsamplitude  $R_1$  zugehörig zu  $R_1 = R_A \alpha_1 \sin 2\alpha_0$  ist.

Die durch die Mikrowelle erzeugte Fotospannung und -widerstand entsteht immer, wenn die Magnetisierung zur Präzession angeregt wird. Also jedes Mal, wenn die Resonanzbedingung der ferromagnetischen Resonanz erfüllt ist, mit stehenden Austauschwellen senkrecht zum Film [45, 46] oder mit magnetostatischen Moden [46].

Das Verhalten ist in Abbildung 2.13 verbildlicht. In Abbildung 2.13 (a) ist keine Mikrowelle eingeschaltet. Die Magnetisierung  $M$  ist in Richtung des externen Magnetfeldes  $B_{ext}$  ausgerichtet und liegt damit senkrecht zur Stromrichtung  $I$ . Wie aus Kapitel 2.2.1 ersichtlich wurde, bedeutet diese Konfiguration einen minimalen resultierenden Widerstand. Die Mikrowelle erzeugt eine Fehlausrichtung der dynamischen Magnetisierung  $M$  zum Strom  $I$  und dies bewirkt eine messbare AMR-Änderung. In dem Fall, der in Abbildung 2.13 (b) gezeigt wird, regt die Mikrowelle die Magnetisierung zur Präzession an. Dadurch verlässt die Magnetisierung ihre Gleichgewichtslage und die senkrechte Ausrichtung zum Strom. Die Magnetisierung wird in Richtung des Stroms gekippt, und dadurch entsteht eine ansteigende AMR-Änderung mit Zunahme der Präzession.

Im Gegensatz dazu steht das Verhalten, welches in Abbildung 2.14 zu sehen ist. In Abbildung 2.14 (a) ist die Magnetisierung parallel zum Strom ausgerichtet in Richtung des externen Feldes. Wie in Kapitel 2.2.1 dargestellt wurde, bedeutet

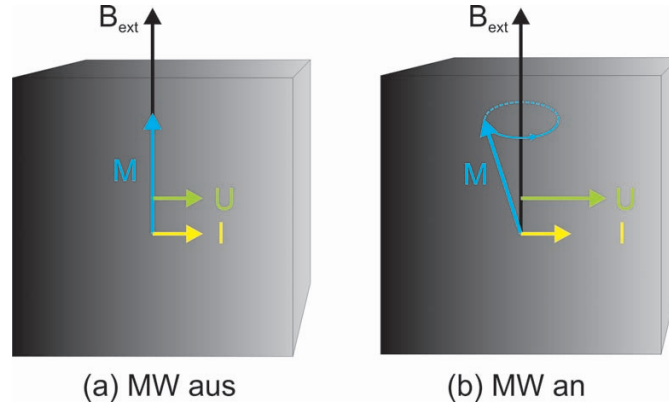


Abbildung 2.13: Mechanismus der AMR-induzierten Fotospannung. (a) Ohne Mikrowelle (MW) liegt  $\mathbf{M}$  senkrecht zum DC Strom  $\mathbf{I}$  und der AMR ist minimal. (b) Mit der Mikrowelle präzediert  $\mathbf{M}$  um das externe Feld und ist nicht mehr senkrecht zu  $\mathbf{I}$ , der AMR wächst an. Aus [44]

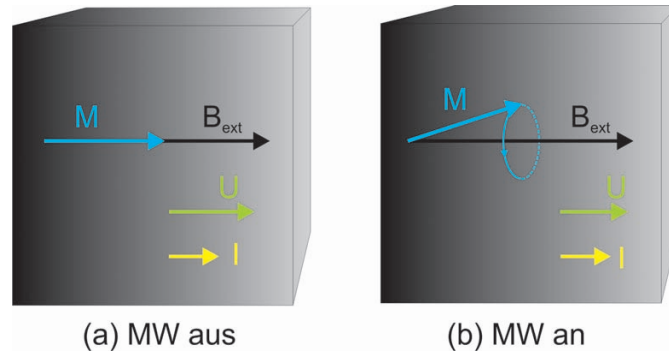


Abbildung 2.14: Mechanismus der AMR-induzierten Fotospannung. (a) Ohne Mikrowelle (MW) liegt  $\mathbf{M}$  parallel zum DC Strom  $\mathbf{I}$  und der AMR ist maximal. (b) Mit der Mikrowelle präzediert  $\mathbf{M}$  um das externe Feld und ist nicht mehr parallel zu  $\mathbf{I}$ , der AMR fällt ab. Aus [44]

dies einen maximalen resultierenden Widerstand. Auch hier wird mittels einer Mikrowelleneinstrahlung (Abb. 2.14 (b)) die Magnetisierung zur Präzession angeregt, dies führt dazu, dass die Magnetisierung die parallele Ausrichtung verlässt und in eine senkrechttere Ausrichtung übergeht. Dadurch entsteht eine abfallende AMR-Änderung, die mit Zunahme der Präzession zunimmt.

In Abbildung 2.13 und 2.14 sind die beiden Hauptrichtungen der DC elektrischen

Detektion angezeigt, nur in diesen Richtungen gibt es keinen Beitrag der Fotospannung. In den Zwischenwinkeln spielt die Fotospannung eine Rolle und die Resonanzlinien erhalten einen asymmetrischen Beitrag [44].

### 2.6.1 Spinwellen

Durch die Austauschwechselwirkung sind alle Momente im Ferromagneten im Grundzustand parallel zueinander ausgerichtet. Sowohl thermische Anregungen als auch Anregungen mit Mikrowellenfeldern führen somit zu einer Präzessionsbewegung der Momente.

Spinwellenanregung ist das magnetische Gegenstück zu Gitterschwingungen (Phononen), jedoch mit einigen Unterschieden. Unter anderem wirkt auf ein magnetisches Moment aufgrund ihres Dipolcharakter ein Drehmoment. Die Größe der Anregung ist bei Spinwellen kleiner und der Betrag eines jeden magnetischen Moments ist zeitlich konstant. Doch es gibt zwei Freiheitsgrade zur Beschreibung der Bewegung bei einer Spinwellenanregung. Der andere Unterschied sind die Wechselwirkungen zwischen den Momenten. Hierbei muss zwischen der Austauschwechselwirkung aufgrund des Pauli Prinzips und der Dipolwechselwirkung unterschieden werden. Bei kleinen Wellenlängen ist die Austauschwechselwirkung dominierend und bei grossen Wellenlängen die Dipolwechselwirkung. Aufgrunddessen wird im weiteren von Austauschmoden und von dipolaren Moden gesprochen. Mittels der ferromagnetischen Resonanz ist es möglich, Untersuchungen von dipolaren Moden mit verschwindendem Wellenvektor durchzuführen [38, 115]. Genauso ist es möglich auch Moden mit nicht verschwindendem Wellenvektor zu untersuchen, wenn es sich um stehende, also nicht propagierende (ortsfeste) Moden handelt [116, 117].

In Abbildung 2.15 ist eine Spinwellendispersion für solche magnetostatische, dipolare Moden mit verschiedenen Orientierungen zwischen dem in der Ebene liegendem Wellenvektor  $\vec{k}$  und der Magnetisierung  $M$  zu sehen. Für die Berechnung dieser Dispersion wurde ein Film in Form eines Quaders als Geometrie angenommen. Drei verschiedene Geometrien werden dargestellt. Wenn  $\vec{k}$  und  $M$  beide in der Filmebene liegen und  $\vec{k}$  senkrecht zu  $M$  orientiert ist, wird die entstehende Mode magnetostatische Oberflächenmode (grün) genannt. Im Falle, dass  $\vec{k}$  und  $M$  kollinear sind in der Filmebene entsteht eine Mode mit negativem Verlauf, die sogenannte Backward-Volumenmode (rot), welche eine antiparallele Gruppenge-

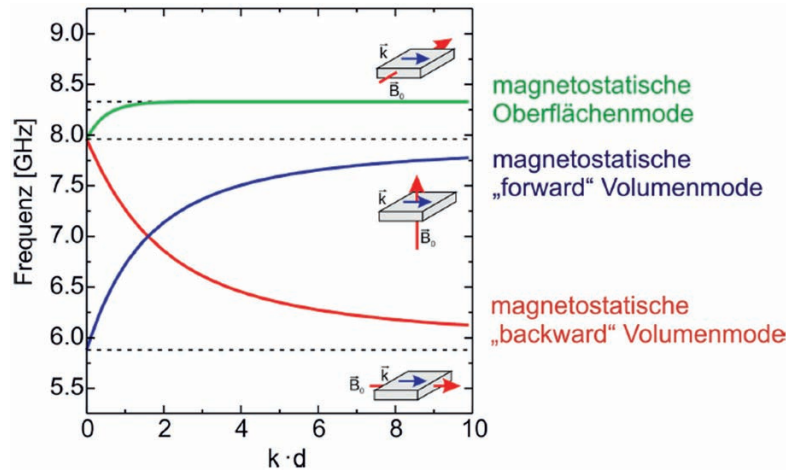


Abbildung 2.15: Spinwellendispersion für eine Oberflächenmode und für Volumenmoden nach [115]

schwindigkeit zum Wellenvektor hat. Schlussendlich bei senkrecht zur Filmebene liegender Magnetisierung wird die entstehende Mode als Forward-Volumenmode bezeichnet.

Die Eigenschaften einer Volumen- und einer Oberflächenmode unterscheiden sich wesentlich. Volumenmoden durchlaufen die gesamte Probe, dagegen sind Oberflächenmoden lokalisiert an den Rändern der Probe. Bei Oberflächenmoden liegt der Wellenvektor parallel zur Oberfläche und senkrecht zum externen Magnetfeld. Die Präzessionsamplitude ist an der Oberfläche maximal und nimmt exponentiell zum Schichtinneren ab [115]. Oberflächenmoden werden auch Damon-Eshbach-Moden genannt.

In ferromagnetischen Proben mit endlichen Dimensionen bilden sich über die Interferenz einer laufenden Welle mit der vom Rand reflektierten Welle stehende Spinwellen aus. Die Wellenlängen solcher Volumenmoden sind abhängig von der Geometrie der Probe mit  $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2}{n}d$  [115], hierbei ist  $d$  der Abstand zwischen den Kanten der Probe, in dem die Ausbildung der stehenden Welle geschieht und  $n$  die Ordnungszahl der stehenden Welle. Die ( $n=0$ )-Mode ist die uniforme Anregungsmode, welche auch in Abbildung 2.16 (a) zu sehen ist. Alle magnetischen Momente präzedieren in Phase miteinander und mit gleicher Amplitude. In Abbildung 2.16 sind zusätzlich noch stehende Spinwellen schematisch gezeigt, wobei der Wellenvektor in einem Bild (b) senkrecht und dem anderen (c) parallel zum

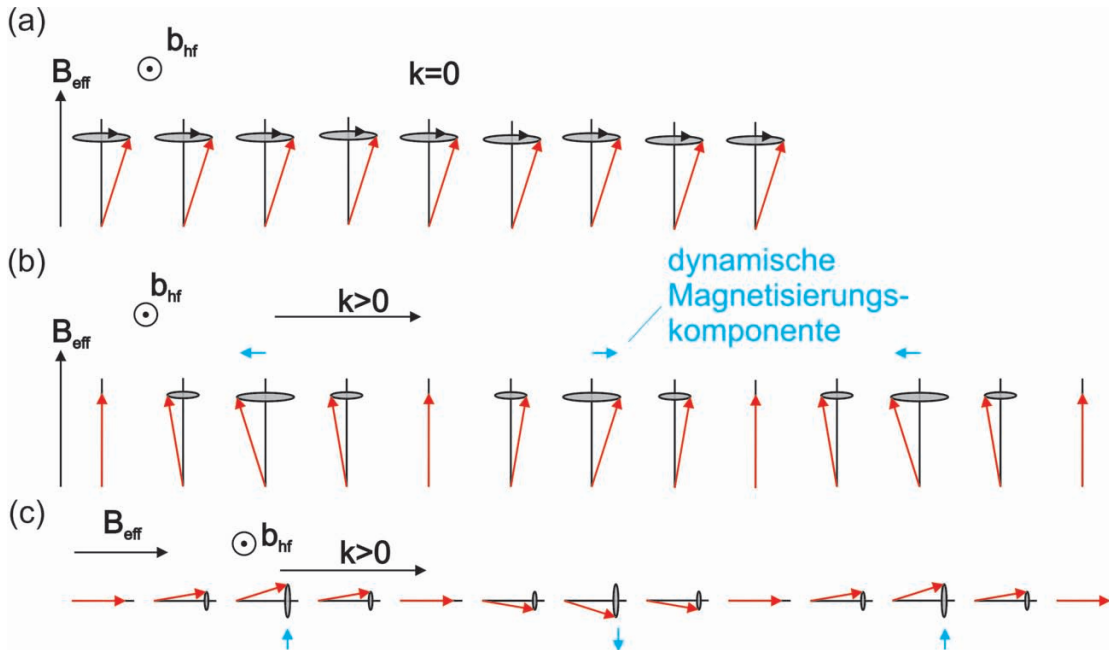


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung von verschiedenen Anregungsmoden. (a) Die uniforme Anregung zeigt, dass alle magnetischen Momente in Phase sind. Dagegen ist es bei (b) den Forward- und (c) den Backward-Volumenmoden so, dass sich stehende Wellen der Magnetisierung ausbilden. Der Vektor des magnetischen Moments kann in einen statischen (in Feldrichtung) und in einen dynamischen Anteil (blauer Pfeil) unterteilt werden. Nach [63, 118]

externen Magnetfeld orientiert ist. Die roten Pfeile zeigen hierbei die Richtung der magnetischen Momente in der Spinwelle an und die Ellipse stellt die Amplitude der Anregung dar. Die blauen Pfeile zeigen die Richtung der dynamischen Magnetisierungskomponente auf. In Abbildung 2.16 (b) liegt die dynamische Komponente in der Ebene und ist somit parallel ausgerichtet zu dem Wellenvektor. Im Gegensatz dazu ist in Abbildung 2.16 (c) die dynamische Komponente senkrecht zum Wellenvektor orientiert. Diese Orientierung ist energetisch günstiger, da das Streufeld minimiert wird. Also ist eine Backward-Volumenmode energetisch günstiger als eine Forward-Volumenmode. Das heisst dann folglich, dass die Energie der Spinwelle mit  $\vec{k}||\vec{B}$  durch die Verkleinerung der Wellenlänge weiter abnimmt (vergleich



Abbildung 2.15), dagegen nimmt die Energie der Spinwelle mit  $\vec{k} \perp \vec{B}$  mit abnehmender Wellenlänge zu. Spinwellen mit einer geraden Anzahl von Knotenflächen können mit der FMR angeregt werden. Die Forward-Moden treten verglichen mit der uniformen Mode bei kleineren Magnetfeldern auf, im Gegensatz dazu besitzen die Backward-Moden grössere Resonanzfelder als die uniforme Mode [118, 119]. Mit zunehmender Ordnungszahl der Spinwellen nimmt die Intensität des Absorptionssignals ab.

Aufgrund des Symmetriebruchs an der Oberfläche einer ferromagnetischen Probe erfahren die magnetischen Momente am Rand gegenüber der Momente im Inneren der Probe ein durch die Formanisotropie verändertes Anisotropiefeld, dies führt zu einem zusätzlichem Signal, der sogenannten Randmode [120]. Das extern angelegte Magnetfeld liegt hierbei senkrecht zur Probenkante, dadurch weisen die Momente am Rand bei der FMR ein grösseres Resonanzfeld als die anderen Momente der Probe auf, denn zunächst muss die erhöhte Formanisotropie am Rand überwunden werden.



## 3 Experimentelles

### 3.1 Probenpräparation

#### 3.1.1 Elektronenstrahlolithografie

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die zu untersuchenden Permalloy-Leiterbahnen mit verschiedenen Breiten mittels hochauflösender Elektronenstrahlolithografie (EBL) hergestellt. Die Lithografie gibt damit die Möglichkeit Strukturen mit beliebiger Geometrie und Schichtdicken von mehreren 100 nm auf beliebigen Substraten zu prozessieren.

Abbildung 3.1 zeigt die einzelnen Prozessschritte, die für die Elektronenstrahlolithografie benötigt werden. Alle Prozessschritte werden unter Reinraumbedingungen (Reinheitsklasse 10000/ISO7) durchgeführt, um Verunreinigungen der Probe zu vermeiden. In dieser Arbeit wird undotiertes Galliumarsenid (GaAs) mit einem spezifischen Widerstand von  $\rho \geq 10^7 \Omega\text{cm}$  verwandt. Dieser ist so gewählt, dass zum einen eine elektrostatische Aufladung während des EBL-Prozess vermieden wird und zum anderen wird verhindert, dass nach der Strukturierung der Stromfluss über das Substrat abgeleitet wird und nicht durch die Struktur. Die Abmessungen der Substrate betragen  $3.9 \text{ mm} \times 3.9 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ . Auf diesen Substraten befindet sich zunächst eine Lackschicht, da die Substrate aus einem Wafer geschnitten und zum Schutz zuvor mit einer Lackschicht abgedeckt wurden. Diese muss vor Beginn der Präparation mittels eines Aceton-Ultraschallbades von ungefähr 5 Minuten Dauer entfernt werden. Anschliessend wird ein Tropfen eines auf Elektronensensitiven Lackes auf das Substrat aufgebracht, dieser wird durch eine Rotation des Substrates bei üblicherweise 6000 U/min über 30 Sekunden gleichmässig auf das Substrat verteilt (Abbildung 3.1 a)). Bei dem Lack der Firma Allresist handelt es sich um ein Polymethylmethacrylat (PMMA) gelöst in Etyllactat, der mit verschiedenen Feststoffanteilen und verschiedenen Polymerkettenlängen erhältlich ist, hierbei handelt es sich um ein Positivlack. Die Länge der Polymerketten und

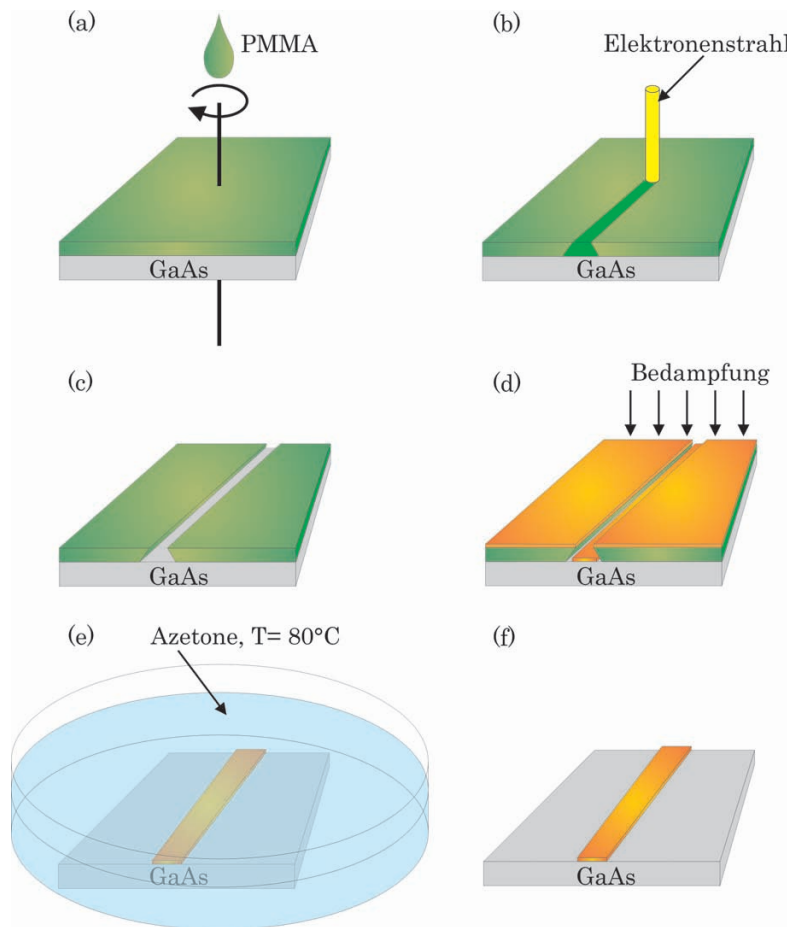


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Elektronenstrahllithographie in ihren Einzelschritten (reproduziert nach [63])

der Feststoffanteil sind die bestimmenden Parameter für die Lackschichtdicke und dessen Elektronenempfindlichkeit. Das Substrat wird anschliessend bei  $150^\circ\text{C}$  für 10 Minuten getempert, dabei verflüchtigt sich das Lösungsmittel vollständig, und es werden reproduzierbare Lackeigenschaften erhalten. Die optimalen Lackparameter, wie zum Beispiel aus der Schleudergeschwindigkeit resultierende Schichtdicke, Temperzeit und -temperatur wurden in verschiedenen Arbeiten ermittelt [121, 122].

In einem Rasterelektronenmikroskop (SEM, engl. Scanning Electron Microscope) der Firma Zeiss (Modell LEO 1530) mit angeschlossener Schreibereinheit der Firma Raith und der Software Elphy Plus wird der Lack durch den Elektronen-

strahl mit einer Beschleunigungsspannung von üblicherweise 20 kV belichtet (Abbildung 3.1 b)). Die Belichtungsdosis beträgt hierbei  $175 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$  und der verwendete Strahlstrom liegt üblicherweise bei  $I=22 \text{ pA}$ . Vor dem Schreibprozess wurde in dem Schreibprogramm in einem Layout definiert, welche Bereiche der Probe belichtet werden und mit welcher Schreibdosis. Während des Belichtungsprozesses werden sowohl durch die Vorwärtsstreuung der Elektronen im Lack als auch durch die Rückwärtsstreuung der Elektronen aus dem Substrat die langen Polymerketten des Lackes aufgespalten, wodurch der Lack an den belichteten Stellen eine höhere Löslichkeit im anschliessenden Entwicklerbad aufweist. Besonders die rückgestreuten Elektronen aus dem Substrat führen zu einem unterkehligen Lackprofil [123, 124] (Abbildung 3.1 c). Dies ist für die Prozessierung von Strukturen mit glatten Kanten und möglichst rechteckigem Kantenprofil notwendig. Der Entwickler des Typs AR600-56 der Firma Allresist besteht aus einer Lösung aus 25 % Methylisobutylketon (MIBK) und 75 % Isopropanol (IPA). Der Entwicklungsprozess wird nach 2 Minuten durch den Stopper des Typs AR600-60 unterbrochen und für 30 Sekunden wird die Probe in der Stopperlösung belassen.

Die entwickelte Probe wird anschliessend in eine Ultrahochvakuum-(UHV-) Elektronenverdampferanlage eingebaut und mit den gewünschten Materialien bedampft (Abbildung 3.1 d)). Die verwandte Aufdampfanlage wird in Kapitel 3.1.2 näher beschrieben.

Nach dem Bedampfen erfolgt der sogenannte "Lift-off". Die Probe wird hierbei in warmes Aceton mit einer Temperatur von  $80^\circ\text{C}$  gelegt, wodurch sich der PMMA-Lack auflöst. Die auf dem Lack liegende Metallschicht löst sich im gleichen Schritt mit ab (Abbildung 3.1 e)) und zurück bleibt nur die gewünschte Metallstruktur, welche sich an der Position befindet, die zuvor mit dem Elektronenstrahl belichtet wurde (Abbildung 3.1 f)). Für die weitere Prozessierung der Probe können die einzelnen Prozessschritte der EBL nacheinander beliebig oft wiederholt werden.

#### 3.1.2 Elektronenstrahlverdampferanlage

Die hier verwendete Aufdampfanlage wurde im Rahmen einer Dissertation aufgebaut und ausführlich beschrieben [125], in einer weiteren und der hier vorgestellten Doktorarbeit wurde diese Aufdampfanlage weiter optimiert. Diese Optimierungen wurden ausführlich in [63] beschrieben. Durch diese Optimierung wurde es möglich

die Elektronenverdampferanlage unter Ultrahochvakuumbedingungen (Basisdruck  $7 \times 10^{-10}$  mbar) zu betreiben. Hiermit werden die hohen Anforderungen an die Probenpräparation gewährleistet, wie zum Beispiel hochreine Grenzflächen zwischen den einzelnen aufgedampften Schichten. Ein weiterer Vorteil dieser Anlage ist, dass sie sich zur Verringerung von Partikelkontamination in einem Grauraum befindet.

In dieser Anlage können ferromagnetische Materialien wie Permalloy (Py), Ni-

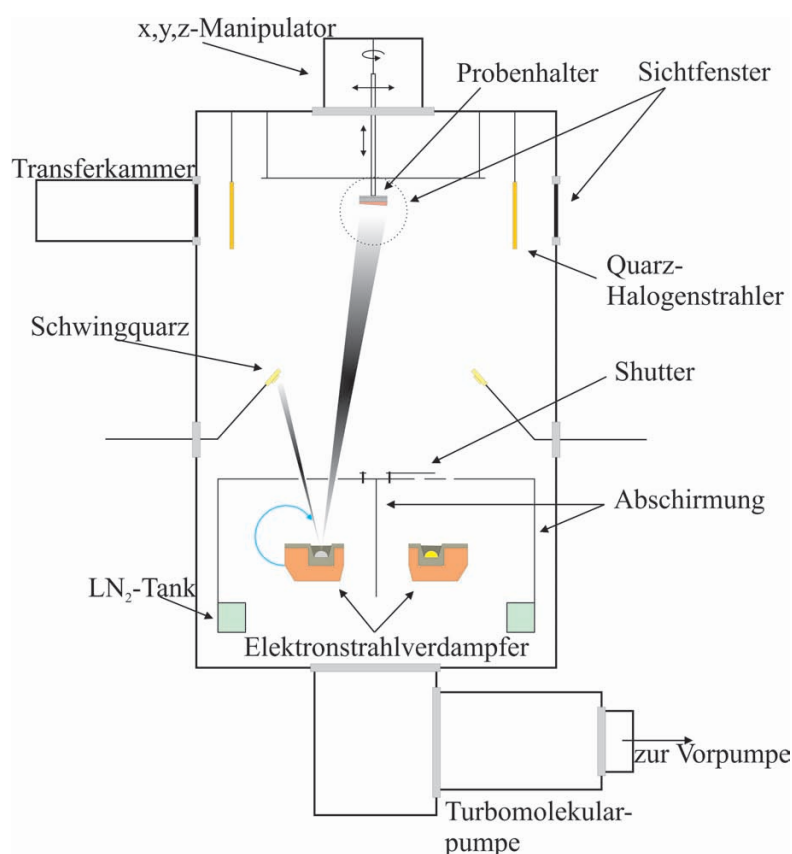


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der UHV-Grauraumaufdampf- anlage im Querschnitt (reproduziert nach [63])

ckel (Ni), Eisen (Fe) und Cobalt (Co) und nicht ferromagnetische Materialien wie Kupfer (Cu), Gold (Au), Titan (Ti) und Platin (Pt) aufgedampft werden. Die verwendeten Materialien besitzen eine hohe Reinheit von  $>99.99\%$ . Die Anlage ist schematisch in Abbildung 3.2 im Querschnitt gezeigt. Seit der Optimierung der Anlage werden die Proben über eine Transferkammer mit einem Basisdruck

von  $2 \times 10^{-7}$  mbar in den Rezipienten der Aufdampfanlage eingebracht. Durch die Quarzhalogenstrahler im oberen Bereich und zusätzlichen Heizbändern, die an den unteren Bereich des Rezipienten angebracht sind, ist es möglich die Kammer zu beheizen. Dieses verhindert eine Kontamination durch Wasser, welche den Enddruck verringern würde. Eine Turbomolekularpumpe (Leybold<sup>TM</sup> Turbovac 1000) mit hoher Saugleistung erzeugt den gewünschten Enddruck. Um diesen noch zu verbessern, ist im Inneren der Kammer ein ringförmiger Stickstofftank vorhanden, der vor Beginn des Aufdampfprozess gefüllt wird, damit ein Basisdruck  $7 \times 10^{-10}$  mbar erreicht wird.

Der Probenhalter wird über die Transferkammer mittels einer Transferstange an einem x,y,z-Manipulator befestigt. Dadurch ist es möglich den Probenhalter in alle Raumrichtungen zu bewegen, zusätzlich kann er noch in polarer und azimuthaler Richtung gedreht werden. Neben der Funktion des Ausheizens können die Quarzhalogenstrahler auch dazu benutzt werden, die Temperatur während des Aufdampfens zu erhöhen. Im unteren Bereich des Rezipienten befinden sich die Aufdampfquellen, dabei handelt es sich um zwei getrennte Schiebetiegel die jeweils mit einem Elektronenstrahlverdampfer der Firma Leybold (Modell ESV 4) ausgestattet sind. In jedem Schiebetiegel ist Platz für vier verschiedene Aufdampfmaterialien. Somit können entweder 8 verschiedene Materialien nacheinander aufgedampft werden oder jeweils 2 verschiedene Materialien gleichzeitig. Die aufgedampfte Schichtdicke wird durch das Bedampfen zweier Schwingquarze kontrolliert, diese befinden sich oberhalb der Aufdampfquelle. Die Kalibrierung der Aufdampfanlage wird regelmässig durch Schichtdickenmessungen an Referenzschichten mit Hilfe eines Rasterkraftmikroskops (AFM) überprüft, die Schichtdickengenauigkeit der Aufdampfanlage liegt bei 5 %. Die üblichen Aufdampfraten liegen in einem Bereich von 0.1 - 0.3 Å/s.

#### **3.1.3 Herstellung einer Anregungsstruktur auf dem Substrat und der zu untersuchenden Probe**

Die für die Herstellung der Anregungsstruktur, des Permalloy-Streifens und der Kontakte benötigten Schritte wurden in Kapitel 3.1.1 gezeigt. Im ersten EBL-Prozess wird zunächst die Position der Leiterbahn und dazugehöriger Justiermarken festgelegt. Der verwendete Lack ist ein Doppellack, der sich aus zwei ver-

schiedenen PMMA-Lacken zusammensetzt. Als erstes wird ein Lack des Typs AR-P649.04 auf die Probe aufgebracht, dieser Lack hat ein Molekulargewicht von 200K (Festlegung der Länge der Polymerketten; das K beruht auf einer Herstellerbezeichnung,) und ein Feststoffanteil von 4%. Aufgrund der sehr kurzen Polymerkette ist der Lack besonders sensitiv auf Elektronen, dadurch wird ein unterkehliges Profil begünstigt. Durch den Feststoffanteil von 4% wird die Dicke des Lackes festgelegt bei einer Aufschleudergeschwindigkeit von 6000 U/min auf 120 nm. Nachdem der Lack aufgebracht wurde, wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, wird der Lack bei 150°C für 10 Minuten getempert. Anschliessend wird der zweite Lack auf die Probe aufgebracht. Hierbei handelt es sich um einen Lack des Typs AR-P679.01, dieser Lack hat ein Molekulargewicht von 950K und einen Feststoffanteil von 1%. Durch die längeren Polymerketten wird hier ein unterkehliges Profil weniger begünstigt und durch den geringen Feststoffanteil wird eine Schichtdicke von 20 nm erzeugt. Nun wird der Lack erneut bei 150°C getempert, die Zeit wird jedoch auf 5 Minuten verkürzt, um eine Schädigung des ersten Lackes zu vermeiden. Nachdem der Belichtungsprozess abgeschlossen ist, wird in der Aufdampfanlage, die gewünschte ferromagnetische Schicht Permalloy auf die Probe abgeschieden, die Schichtdicke beträgt hierbei 20 nm. Das Permalloy wird mit einer 2 nm dicken Platinschicht abgedeckt, um Oxidation zu vermeiden und eine spätere Kontaktierung gewährleisten zu können.

Im zweiten EBL-Prozess werden sowohl die Anregungsstruktur als auch die Vier-Punkt-Kontakte für die Leiterbahn hergestellt. Dafür muss die Probe mit den präparierten Permalloy-Leiterbahnen mit einem Lack des Typs AR-P679.04 bedeckt werden, dieser besitzt ein Molekulargewicht von 950K und einen Feststoffanteil von 4%. Durch die Länge der Polymerketten und des Feststoffanteils wird die Schichtdicke bei einer Aufschleudergeschwindigkeit von 6000 U/min auf 220 nm festgelegt. Nach dem Belichtungsprozess wird die Probe erneut in die Aufdampfanlage eingebaut und es werden zwei nicht ferromagnetische Schichten aufgedampft. Zunächst wird 5 nm Ti aufgedampft, Titan ist ein guter Haftvermittler, anschliessend werden 5 nm Gold aufgedampft. Bei Gold handelt es sich um einen guten elektrischen Leiter, der sich hervorragend für elektrische Kontakte eignet. Aufgrund der geringen Aufdampfraten, die mit der Aufdampfanlage erreicht werden können, eignet diese sich nicht dazu, hohe Schichtdicken aufzudampfen. Daher wird die Probe anschliessend in einer Hochvakuumkammer (nicht in dieser Arbeit



beschrieben,) mit einer 100 nm Goldschicht bedampft (mit einer Aufdampftrate von  $1\text{\AA}/\text{s}$ ).

Nachdem beide EBL-Prozesse abgeschlossen sind, sieht die Probe wie in Abbil-

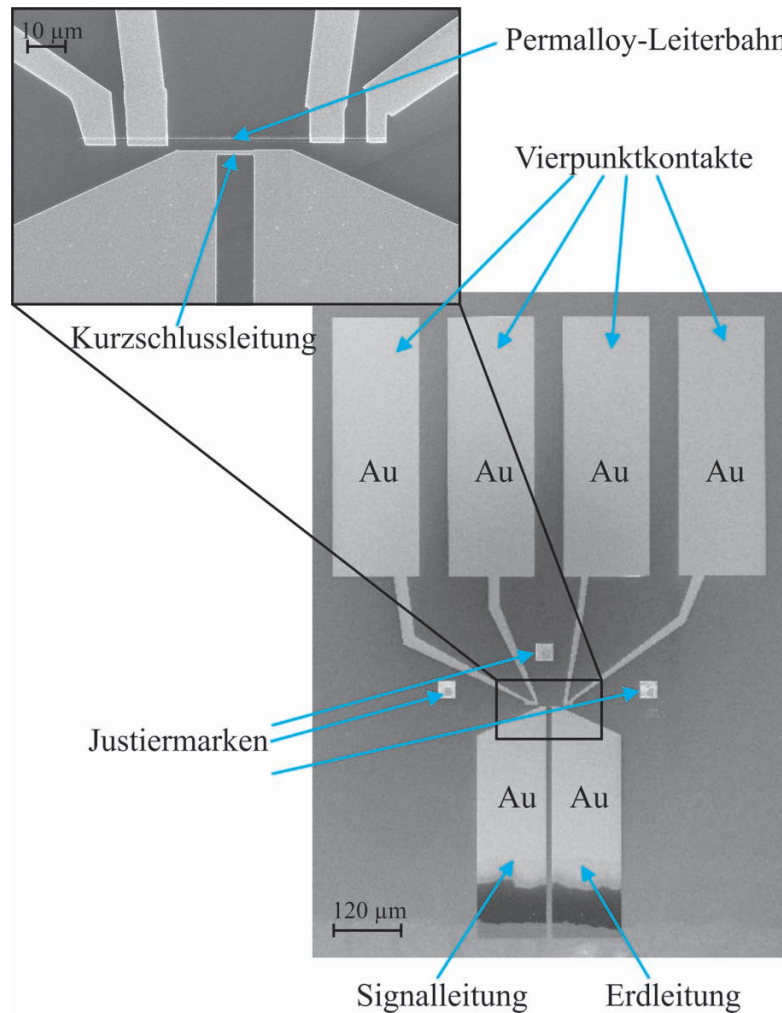


Abbildung 3.3: Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer Anregungsstruktur auf einem GaAs-Substrat und der DC-Kontakte an einem Permalloy-Streifen; im Inset eine vergrößerte Aufnahme der Leiterbahn

dung 3.3 aus, dabei handelt es sich um eine SEM-Aufnahme. Es sind die vier Goldkontakte, die Signalleitung und die Erdleitung zu erkennen. Ausserdem sind drei Quadrate zu sehen, dabei handelt es sich um mit goldbedampfte Justiermarken. Beim Einscannen von diesen werden die Justiermarken so stark belichtet,

dass diese nach dem Entwickeln mit bedampft werden. In der Vergrößerung ist die Leiterbahn und die Kurzschlussleitung zu erkennen. Bei der Kurzschlussleitung handelt es sich um die eigentliche Mikrowellenquelle.

Der Kontrastunterschied auf der einen Seite der Signal- und Erdleitung werden durch die zwei aufeinanderfolgenden Aufdampfprozesse verursacht. In beiden Aufdampfanlagen wird eine Blende benutzt, um zu verhindern, dass das aufgedampfte Material sich in der Substratkante absetzt, da dies durch eine bessere Haftung nur noch schwer zu entfernen wäre. Die Blenden sind jedoch nicht exakt gleich in beiden Aufdampfprozessen. Der dunklere Kontrast kommt dadurch zustande, dass sich dort nur 5 nm Ti und 5 nm Au befinden.

#### 3.1.4 Herstellung der Säulenstrukturen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untersuchungen ausserdem an Säulenstrukturen durchgeführt. Die Proben wurden in Kooperation mit Hitachi hergestellt und über eine Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Stephané Mangin von der Universität von Nancy bezogen. Aufgrunddessen, dass die Proben nicht eigenständig hergestellt wurde, soll hier nur kurz auf die Präparation dieser Proben eingegangen werden.

In Abbildung 3.4 ist der schematische Aufbau einer solchen Säulenstruktur zu

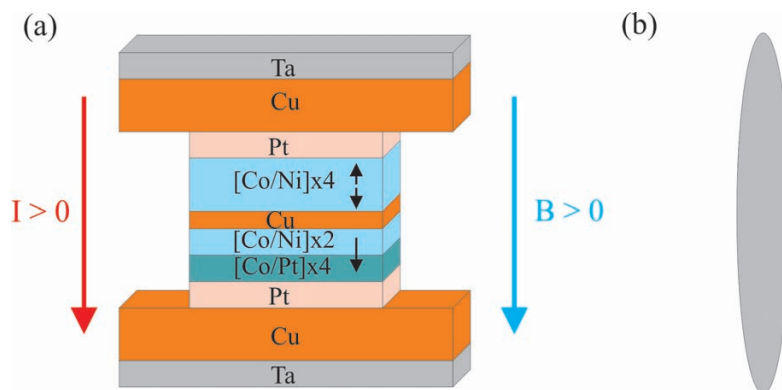


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Multilagen-Pillarstruktur im a) Querschnitt mit Kontaktschichten (reproduziert nach [31] und b) in der Draufsicht ohne Kontakte

sehen, sowohl im Querschnitt (Abb. 3.4 a)) mit Kontaktschichten als auch in der

Draufsicht (Abb. 3.4 b)) ohne Kontakte. Zunächst wird ein mit Siliziumnitrid bedeckter Siliziumwafer zur Bedampfung vorbereitet. Das Multilagensystem, zusammen mit seinen elektrischen Kontakten, wird bei Zimmertemperatur mittels einer Kombination aus Sputtern und verschiedenen Bedampfungstechniken in einer Hochvakuumanlage (Basis-Druck  $10^{-8}$  mbar) auf das Substrat aufgebracht. Das Multilagensystem besteht aus einer Referenzschicht (Polarisator) und einer weich magnetischen Schicht (Analysator). Die Referenzschicht baut sich aus folgendem Multilagensystem auf: Pt(3 nm)/[Co(0.25 nm)/Pt(0.52 nm)]x4/Co(0.25 nm)/[Co(0.1 nm)/Ni(0.6 nm)]x2 /Co(0.1 nm). Die (Co/Pt)-Multilage fixiert die Magnetisierung der (Co/Ni)-Multilage, damit letztere ein höheres Koerzitivfeld besitzt als die weich magnetische Schicht. Die weich magnetische Schicht besteht aus einer [Co(0.1 nm)/Ni(0.6 nm)]x4/Co(0.1 nm)/Pt(3 nm) Multilage, bei dieser Schicht kann durch ein externes magnetisches Feld leichter die Ausrichtung der Magnetisierung verändert werden. Sowohl die Referenzschicht als auch die weich magnetische Schicht werden mittels Elektronenstrahlverdampfen hergestellt.

Zwischen diesen beiden Schichten befindet sich eine nicht magnetische Kupferschicht mit der Dicke von 4 nm, damit eine Kopplung der beiden Magnetisierungen verhindert wird. Diese Schicht wurde mittels Sputtern abgeschieden.

Wie in Abbildung 3.4 a) zu sehen ist, wird zur elektrischen Kontaktierung unter die Multilage eine Ta(5 nm)/Cu(35 nm)-Schicht mittels Magnetronsputtern aufgedampft. Als letzte Schicht wird auf die oberste magnetische Schicht eine Schicht bestehend aus Cu(15 nm)/Ta(5 nm) erneut mittels Magnetronsputtern aufgebracht. Diese Schicht dient sowohl als oberer Kontakt als auch zur Vermeidung von Oxidation des hergestellten Films. Der resultierende Film besitzt eine hohe (111)-Textur.

Aus dem entstandenen Film werden die Säulenstrukturen prozessiert, indem ein 100 nm dicker hochauflösender Elektronenstrahllack (Wasserstoff-Silsesquioxan HSQ) aufgebracht wurde. Hierbei handelt es sich um einen Negativlack, das heisst nur die belichteten Stellen des Lackes bleiben nach dem Entwickeln auf dem Substrat zurück. Die Besonderheit von HSQ ist zusätzlich, dass der Lack durch Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl in Siliziumoxid ( $\text{SiO}_2$ ) umgewandelt wird. Die Eigenschaften dieses Lackes eignen sich hervorragend zur Anwendung von Ionenätzen und erlauben ihn direkt als Maske während des Ätzen der Struktur zu verwenden.

In Abbildung 3.5 a) ist eine exemplarische Rasterelektronenaufnahme einer sol-

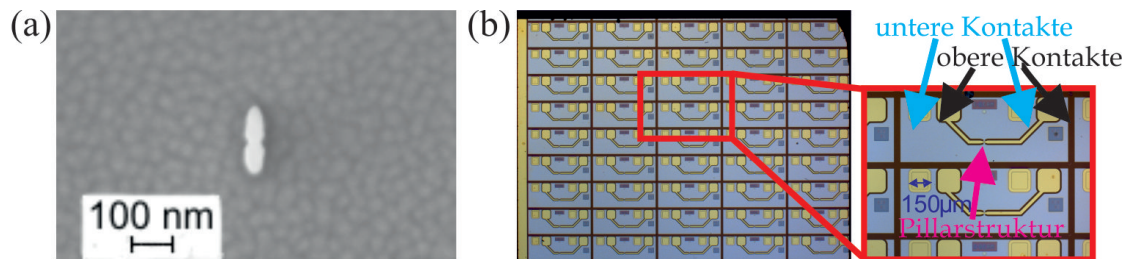


Abbildung 3.5: a) Exemplarische Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer solchen Säule und b) ein Array von kontaktierten Säulenstrukturen

chen fertiggestellten Säule zu sehen. Hier sieht man die elliptische Form der Struktur. Die lateralen Dimensionen, der für diese Arbeit relevanten Säulenstrukturen, betrugen 50 nm x 300 nm. In Abbildung 3.5 b) ist ein solches Array von kontaktierten Säulenstrukturen zu sehen. In der Vergrößerung ist die Position der Säule gekennzeichnet und ebenso ist zu ersehen, welches die oberen und die unteren Kontakte sind.

## 3.2 Strukturelle Charakterisierung

Das Rasterelektronenmikroskop (REM) ist das zentrale Element für die Herstellung und Untersuchung der ferromagnetischen und nicht ferromagnetischen Nanostrukturen. Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau des Rasterelektronenmikroskops der Firma LEO (Typ 1530). Aus der thermischen Feldemissionskathode (ZrO/W-Kathode) treten Elektronen (Primärelektronen) aus, welche innerhalb der Elektronenkanone mit einer Beschleunigungsspannung von 200 V bis 30 kV beschleunigt werden. Innerhalb der Elektronenkanone herrscht ein Basisdruck von  $p = 3 \times 10^{-10}$  mbar, damit wird eine Wechselwirkung mit Luftmolekülen vermieden und gewährleistet, dass alle Elektronen die gleiche Energie haben. Der Elektronenstrahl wird über ein System aus magnetischen Linsen und Kondensatoren sowohl fokussiert als auch gesteuert. Die Probe hat üblicherweise einen Arbeitsabstand von 5 mm. Wenn der Elektronenstrahl auf die Probe trifft, werden

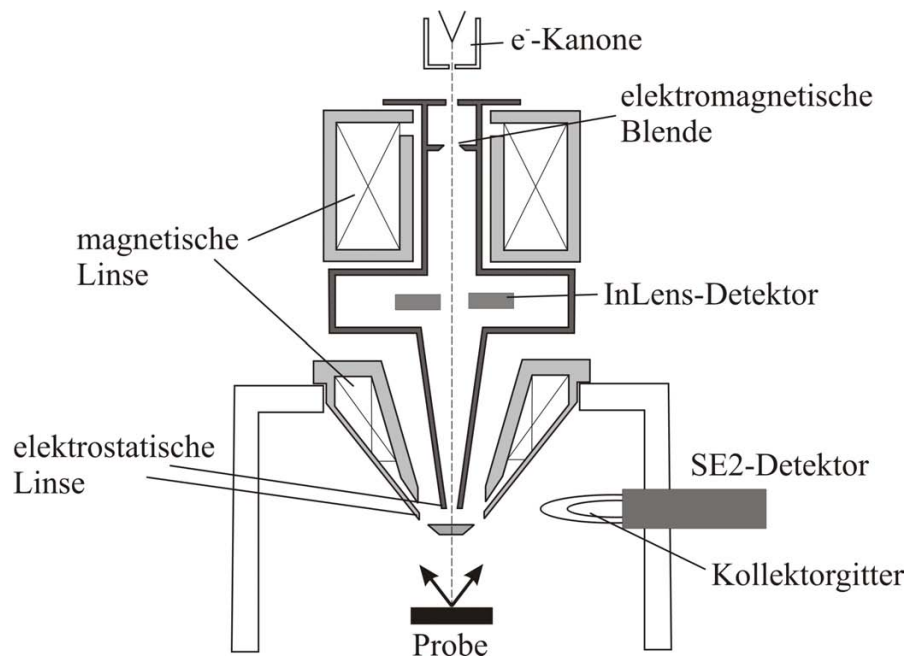


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Aufbaus des Rasterelektronenmikroskops (nach [126])

Sekundärelektronen ausgelöst, die mit verschiedenen Detektoren in der Kammer gemessen werden. Der SE2-Detektor wird insbesondere für die Detektion von Sekundärelektronen bei grossen Abständen zwischen Elektronenröhre und der Probe ( $> 5 \text{ mm}$ ) benutzt. Dieser Detektor befindet sich unter einem Winkel in der Hauptkammer. Der InLens-Detektor dagegen dient im Wesentlichen zur Detektion von SE1-Elektronen (Sekundärelektronen, die durch Primärelektronen erzeugt werden). Dieser befindet sich in der Elektronensäule und liefert sehr gute Ergebnisse bei niedrigen Beschleunigungsspannungen. Durch eine niedrige Beschleunigungsspannung wird gewährleistet, dass nur Sekundärelektronen aus der Probenoberfläche austreten. Aufgrund der geringen Eindringtiefe von niederenergetischen Elektronen werden mit diesem Detektor nur Informationen über die Oberfläche mittels Abbildung erhalten. Eine Abhängigkeit zwischen der Austrittswahrscheinlichkeit der Sekundärelektronen aus dem zu untersuchenden Material und dessen Oberflächenbeschaffenheit besteht. Aufgrund des Auflösungsvermögens von  $1.2 \text{ nm}$  kann die Morphologie der Strukturen untersucht werden, unter anderem z.B. die Korngrenzen polykristalliner Strukturen.

## 3.3 Magnetische Charakterisierung

Die magnetischen Eigenschaften, wie magnetokristalline Anisotropie oder die Magnetisierung können an Filmen durch das grössere magnetische Moment mit höherer Genauigkeit bestimmt werden als an strukturierten Proben. Die Strukturierung von Proben wird die magnetischen Eigenschaften nur wenig ändern, daher wird die magnetische Charakterisierung im Wesentlichen an Referenzschichten durchgeführt. Für diese Arbeit war es wichtig, die hergestellten Permalloyschichten hinsichtlich ihrer Magnetisierung und ihrer atomaren Zusammensetzung von Eisen und Nickel in der Schicht zu untersuchen.

Für die Untersuchung der Magnetisierung der Probe wird die SQUID (Superconduction Quantum Interference Device)-Magnetometrie ausgenutzt. Die Magnetisierung kann in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes und der Temperatur gemessen werden. Ein SQUID-Magnetometer der Firma Quantum Design Modell MPMS XL 5 ermöglicht es, in einem Bereich von 5 bis 400 K das magnetische Moment der Probe zu bestimmen. Mit einem supraleitenden Magneten können am Ort der Probe Magnetfelder bis zu 5 T mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.1$  mT erzeugt werden. Das magnetische Moment der Probe kann mit einer Genauigkeit von etwa  $10^{-10}$  Am<sup>2</sup> ( $10^{-7}$  emu) bestimmt werden. Für die Messung wird die Probe in einem Strohhalm mit einem Durchmesser von 5 mm befestigt, anschliessend wird dieser im SQUID positioniert und die Probe wird periodisch ( $f = 0.5$  Hz) durch die sogenannten Pick-up-Spulen geführt. Durch das magnetische Feld der Probe wird in den Spulen ein Strom erzeugt, der an eine stromdurchflossene supraleitende Ringspule mit zwei Josephson-Kontakten mittels einer angekoppelten Übergeber-Spule übergeben wird. Die so entstehende Änderung des Suprastroms wird detektiert.

Zusätzlich wurden die durch Elektronenstrahlverdampfen hergestellten Filme mittels energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX) untersucht. Zur Emission charakteristischer Röntgenstrahlung muss zunächst das Atom angeregt werden, dies geschieht mit dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Rasterelektronenmikroskop. Durch den Beschuss der Probe mit dem Elektronenstrahl wird das Atom angeregt, dabei wird ein Elektron aus der inneren Schale des Atoms herausgeschlagen. Aufgrund der Instabilität eines solchen Zustandes wird die entstandene Lücke von einem energiereicheren Elektron aus einer höheren Schale besetzt. Bei diesem Übergang

wird die Energiedifferenz als Röntgenquant freigegeben. Die dadurch entstandene Röntgenstrahlung ist charakteristisch für das zu untersuchende Element. Die Röntgenstrahlung wird mit einem Detektor der Firma Oxford Instruments (Typ XMAX 80 mm<sup>2</sup> gemessen und anschliessend ist es möglich, die chemische Zusammensetzung der Probe zu bestimmen.

#### 3.3.1 Ferromagnetische Resonanz

Die ferromagnetische Resonanz (FMR) dient in dieser Arbeit zur magnetischen Charakterisierung der Referenzfilme hinsichtlich ihrer magnetischen Parameter. Daher wird im Folgenden kurz auf den verwendeten Aufbau der FMR eingegangen.

Es wurde eine kommerzielle Apparatur der Firma Bruker vom Typ Elexys verwendet. Das externe Magnetfeld wird durch einen Elektromagneten erzeugt. Es können Magnetfelder in einem Bereich von  $0 < B < 2.17$  T erzeugt werden. Ausserdem ist es möglich, Messungen mit verschiedenen Resonatoren und Mikrowellenquellen durchzuführen. Hauptsächlich wurde ein Resonator mit einer Eigenfrequenz um 9.5 GHz verwendet, der eine Güte von 4000 aufzuweisen hat. Mittels eines Goniometers kann der Winkel zwischen Probe und externem Magnetfeld innerhalb der Schichtebene kontinuierlich verändert werden. Bei entsprechender Drehung der Probe war dies auch mit einem senkrecht zur Probe angelegtem Magnetfeld möglich. Damit können die Anisotropiefelder der Probe bestimmt werden. Die Detektion des Messsignals erfolgt durch Lock-in Technik. Diese detektiert ein feldmoduliertes Signal, welches damit direkt als Ableitung einer Absorptionslinie dargestellt wird. Die Feldmodulation wird durch Modulationsspulen erreicht und es kann ein maximales Modulationsfeld von 3 mT eingestellt werden. Überlicherweise werden jedoch erheblich geringere Modulationen eingestellt, um einen Einfluss auf die Linienbreite der Probe durch Übermodulation ausschliessen zu können. Das Magnetfeld des Mikrowellenfeldes innerhalb des Resonators ist bei Messungen innerhalb der Schichtebene senkrecht zur Schichtebene orientiert.

Mit der FMR ist eine Sensitivität bei typischen Linienbreiten der verwendeten Materialien von etwa  $10^{12}$  Spins möglich [90], bei Permalloy mit einem magnetischen Moment pro Elektron von  $\mu = 0.61\mu_B$  [127, 128] würde dies ein magnetisches

Moment von  $\mu = 5.66 \cdot 10^{-12} \text{ Am}^2$  für  $10^{12}$  Spins ergeben. Vergleichsweise ist das magnetische Moment für einen Streifen mit  $1 \text{ }\mu\text{m}$  Breite,  $38 \text{ }\mu\text{m}$  Länge (Länge zwischen den Spannungsabgriffen der elektrischen Kontakte), einer Schichtdicke von  $20 \text{ nm}$  und einer Sättigungsmagnetisierung von  $M_S = 830 \text{ k}\frac{\text{A}}{\text{m}}$  [129] dann  $\mu = 5.55 \cdot 10^{-13} \text{ Am}^2$  gross. Damit ist selbst der  $1 \text{ }\mu\text{m}$  breite Streifen schon eine Grössenordnung unter dem Detektionslimit der konventionellen FMR.

#### 3.3.2 Aufbau für Spin-Transfer-Torque Messungen

Im Rahmen meiner Diplomarbeit [130] wurde ein Messaufbau für Magnetowiderstandsmessung bei Zimmertemperatur entwickelt. Zunächst wird die Probe auf einem „Chipcarrier“ befestigt und dieser wird dann in einen „Carrier“-Stecksockel, der sich am Ende eines Probenhalters befindet, gesteckt. Der Probenhalter besteht für eine thermische Entkopplung im unteren Bereich aus Kupfer und im oberen Bereich aus Edelstahl. Auf dem Probenhalter sind zwei „Carrier“-Stecksockel angebracht, beide sind in einem  $90^\circ$ -Winkel zueinander orientiert, dies macht es bei reinen Magnetowiderstandsmessungen möglich, das Magnetfeld in zwei Orientierungen senkrecht zueinander liegend in der Probenebene anzulegen. Durch eine Rotation des Halters ist es möglich das Magnetfeld senkrecht zur Probenebene anzulegen. Das Magnetfeld wird über ein bipolares Netzteil der Firma Bruker Modell B-MC 1 gesteuert und über eine Hallsonde ausgelesen. Mit dem Elektromagneten kann ein maximales magnetisches Feld von  $\pm 2.1 \text{ T}$  erreicht werden. Der Widerstand wird in einer Vier-Punkt-Geometrie gemessen. Das Detektionslimit dieses Aufbaus ist  $\frac{\Delta R}{R} = 10^{-5}$  [130].

In den vorhandenen Aufbau, wurde im Rahmen dieser Arbeit, eine Mikrowellenanregung mittels eines kurzgeschlossenen Mikrowellenkabels integriert. Der Probenhalter ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Abbildung 3.7 a) zeigt den Probenhalter mit einem in den „Carrier“-Sockel gesteckten „Chipcarrier“. Neben diesem ist um  $90^\circ$  Grad gedreht der zweite „Carrier“-Stecksockel zu erkennen. Über eine Platine auf der Rückseite wird die Verdrahtung nach aussen auf eine Lötplatine geführt. Näheres hierzu kann in [130] nachgelesen werden.

In Abbildung 3.7 b) ist der schon vorhandene Probenhalter mit der integrierten Mikrowellenkabelhalterung in der Draufsicht zu sehen. Die Halterung besteht aus einer Platte, die fest mit dem Probenhalter verbunden ist. Auf dieser Platte be-



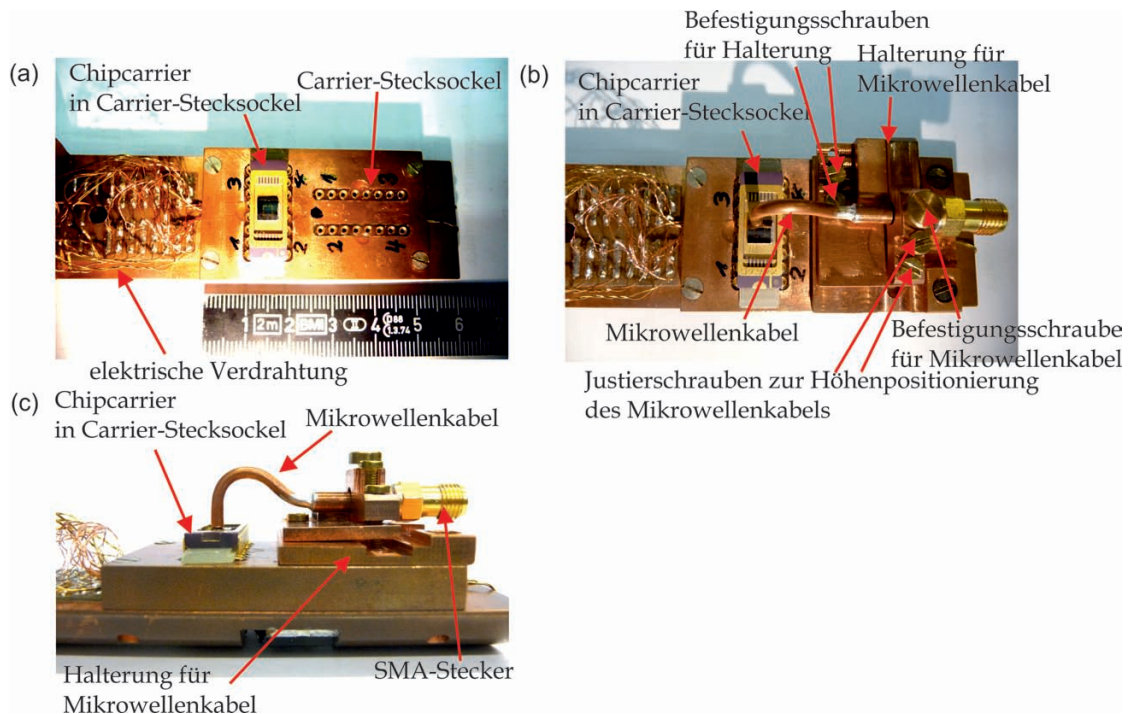


Abbildung 3.7: Ansicht des Probenhalters a) ohne Mikrowellenkabelaufsatz von oben, b) mit Mikrowellenaufsatz von oben und c) mit Mikrowellenaufsatz von der Seite

findet sich ein beweglicher Teil, der mit zwei Befestigungsschrauben fixiert wird, nachdem die Position des Mikrowellenkabels justiert worden ist. Das Mikrowellenkabel wird durch eine Durchführung an dem beweglichen Teil der Halterung geführt und mittels einer Schraube befestigt. Die Höhenjustage ist mit zwei Justierschrauben neben dem Mikrowellenkabel möglich. In Abbildung 3.7 c) ist der Probenhalter mit der integrierten Mikrowellenkabelhalterung in der Seitenansicht zu sehen. Hierauf ist eine Biegung des Mikrowellenkabels zu sehen. Dieses war notwendig, damit der Kurzschluss möglichst senkrecht zur Probe orientiert werden kann. Am Ende des Mikrowellenkabels befindet sich ein SMA-Stecker zur Verbindung mit kommerziell erhältlichen Mikrowellenkabeln.

In Abbildung 3.8 ist die schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zu sehen. Bei den untersuchten Säulenstrukturen handelt es sich um ein System mit einem Widerstand von ca.  $3.3 \Omega$ . Da die Widerstandsänderung mittels Lock-in Technik detektiert werden sollte, musste zur Messung dieser eine neue Messbrücke

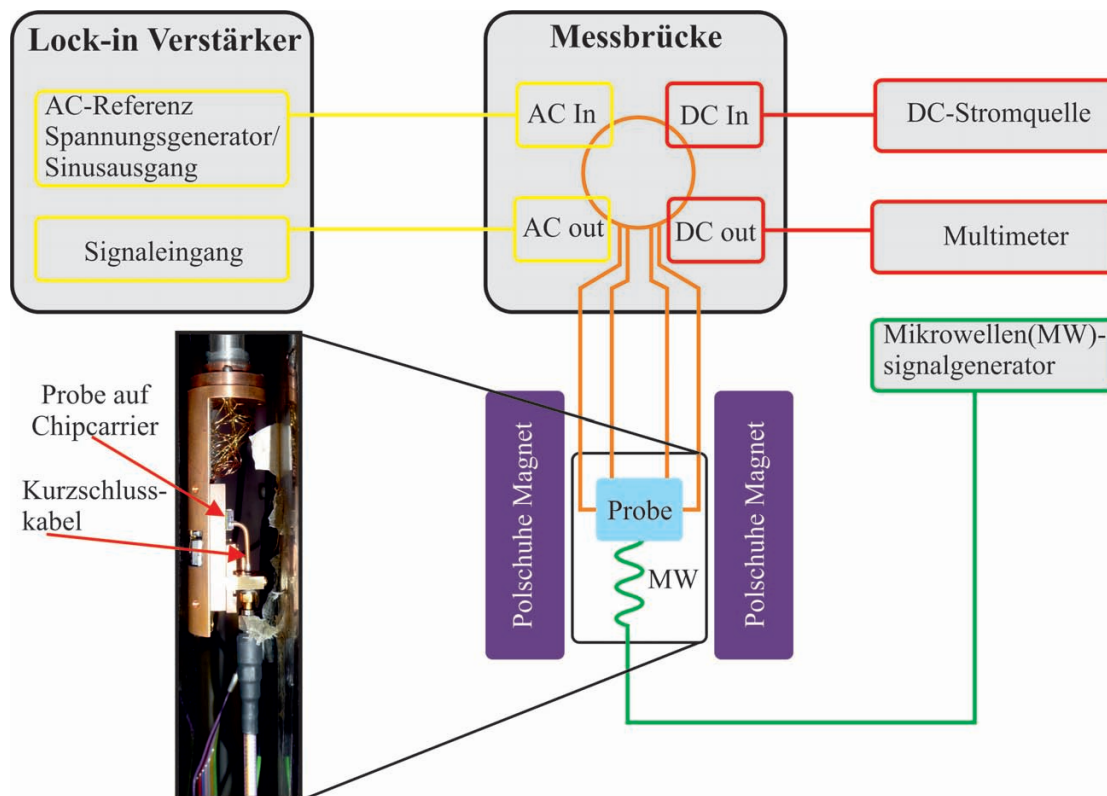


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für Spin-Transfer-Torque Messungen.

im Rahmen dieser Arbeit entwickelt werden. Die Besonderheit hierbei ist, dass es sich um eine Messbrücke handelt die AC-Messungen an kleinen Widerständen ( $< 20 \Omega$ ) ermöglicht. Daher wurde eine modifizierte Messbrücke nach [131] aufgebaut. Mit dieser ist es möglich mit einer Genauigkeit von 0.1 % und einer maximalen Sensitivität von  $0.1 \mu\Omega$  geringe Widerstandswerte ( $< 20 \Omega$ ) zu messen. Mittels eines Referenzwiderstandes  $R_S$  wird der unbekannte Widerstand  $R_x$  (der Probe) mittels der Messbrücke abgeglichen und auf einen Ausgangswert von 0 gebracht. Hierfür ist der unbekannte Probenwiderstand über eine Vier-Punkt-Geometrie mit der Messbrücke verbunden und in Reihe mit dem Referenzwiderstand verschaltet, beide Widerstände werden von einem frequenzabhängigen Strom durchflossen.

Wie in Abbildung 3.8 ersichtlich ist, ist die Probe in einer Vier-Punkt-Geometrie mit der selbstgebauten Messbrücke verbunden. Mit einer Stromquelle der Firma Keithley (Typ 6221 DC and AC current source) wird ein DC-Strom über die

Messbrücke in die Probe induziert, die DC-Spannung kann mittels eines Multimeters Keithley 2000 an der Messbrücke abgegriffen werden. Dadurch wird die DC-Widerstandsänderung detektiert. Übliche DC-Stromwerte liegen in einem Bereich von 0.1 bis 15 mA. Zusätzlich wird eine AC-Sinusspannung (0.1 bis 1 V) mit einer bestimmten Frequenz (im kHz-Bereich) über die Messbrücke in die Probe eingebracht, welche mittels eines Lock-in Verstärkers der Marke Stanford Research Systems des Modells SR830 DSP erzeugt wird. Die AC-Spannungsänderung wird über den A-Eingang an dem gleichen Lock-in Verstärker registriert, hierbei handelt es sich um eine  $(dU/dI)$ -Änderung. Die Probe befindet sich zwischen zwei Polschuhen eines Magneten der Firma Bruker, dessen magnetisches Feld über ein bipolares Netzteil des Modells B-MC 1 gesteuert wird. Über einen Mikrowellensignalgenerator der Firma Rhode und Schwarz des Modells SMR20 wird eine Mikrowelle in ein Mikrowellenkabel eingekoppelt und zur Probe gebracht. Die Frequenz kann zwischen 1 bis 20 GHz variiert werden. Zur Maximierung des Signals wird ein Mikrowellenverstärker der Marke Microwave Power (Modell L0220-30) genutzt, der für Frequenzen von 2 bis 20 GHz geeignet ist.

In dem Inset von Abbildung 3.8 ist der untere Teil des Probenhalters zwischen zwei Polschuhen mit dem integrierten Mikrowellenkabel über der Probe zu sehen, welcher zuvor detailliert mit Abbildung 3.7 beschrieben wurde.

#### 3.3.3 Aufbau für DC elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz

Die in dieser Arbeit präsentierten Messungen zur DC elektrischen Detektion der ferromagnetischen Resonanz wurden zum Teil an einem experimentellen Aufbau in der Arbeitsgruppe von Prof. Ilya Krivorotov an der Universität von Kalifornien, Irvine und zum Teil an einem experimentellen Aufbau in Duisburg erzielt. Beide Aufbauten unterscheiden sich bezüglich der Art der Mikrowellenanregung und werden im Folgenden beschrieben.

##### Experimenteller Aufbau in Irvine

In Abbildung 3.9 ist die schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für die DC elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz aus Irvine zu sehen. Die Probe ist in Vier-Punkt-Geometrie kontaktiert, dabei sind zwei Kontakte zur Strominduzierung vorgesehen und zwei Kontakte als Spannungsabgriffe. Die

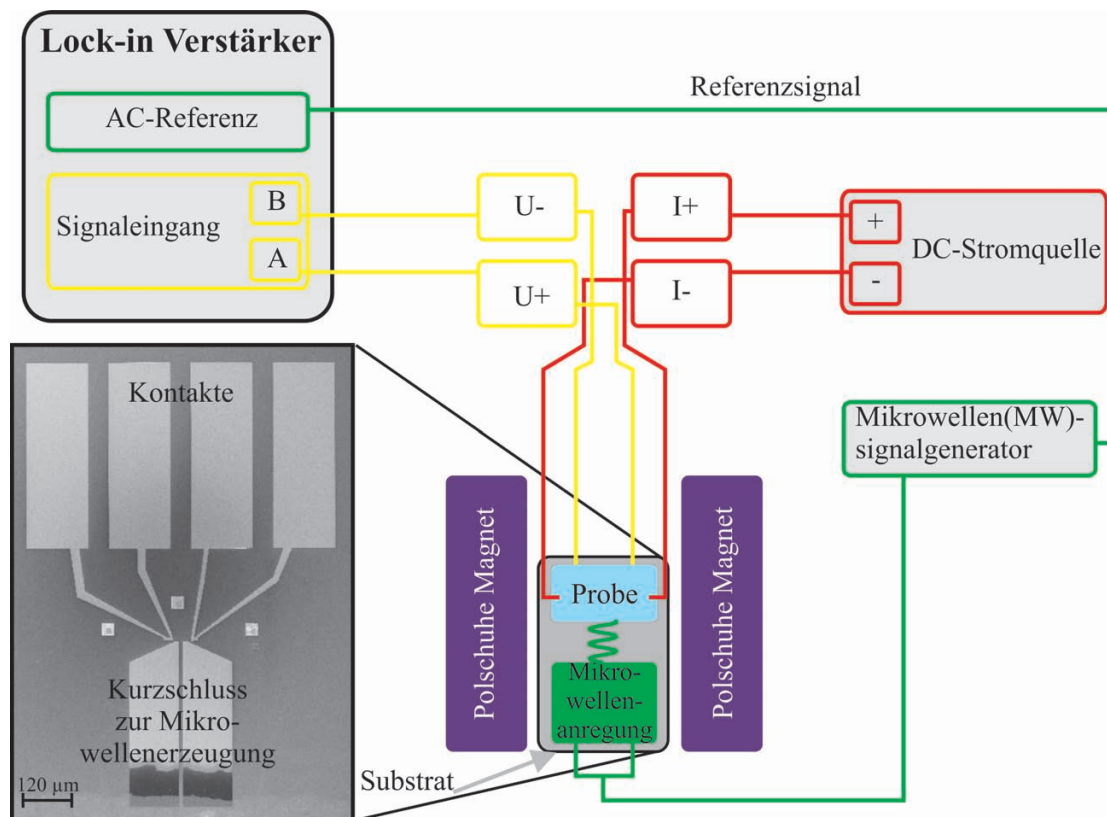


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für DC elektrische Detektionsmessungen in Irvine

beiden Stromkontakte sind mit einer DC-Stromquelle verbunden. Aufgrund der besonderen Stabilität wird hier eine Batterie als Quelle genutzt. Ein Spannungsabgriff U+ wird mit dem A-Kanal eines Lock-in Verstärkers der Firma Signal Recovery des Modells 7265 verbunden, der andere Spannungsabgriff U- wird mit dem B-Kanal verbunden. Mittels des Lock-in Verstärkers wird das Differenzsignal A-B gebildet und dieses wird dann detektiert. In diesem Aufbau ist das besondere, dass die Mikrowellenanregungsquelle sich auf dem gleichen Substrat wie die anzuregende Probe befindet. Bei der Anregungsquelle handelt es sich um einen koplanaren Wellenleiter mit einer Kurzschlussverbindung, zu sehen im Inset der Abbildung 3.9 und ausführlich beschrieben in Kapitel 3.1.3. Der koplanare Wellenleiter wird über Bonddrähte mit einem Mikrowellenkabel verbunden, welches mit dem Mikrowellensignalgenerator der Firma Agilent des Typs E8257D verbunden

wird. Die Mikrowelle wird in die Mikrowellenanregungsquelle in einem Frequenzbereich von 1 - 20 GHz einkoppelt. Zusätzlich liefert der Mikrowellensignalgenerator die Referenzfrequenz (kHz-Bereich) der Amplitudenmodulation an den Lock-in, damit dieser das Signal mit dieser Frequenz detektiert. Die Probe mitsamt der Mikrowellenanregungsstruktur befindet sich zwischen zwei Polschuhen eines Magneten des Typs GWM 3470. Das Magnetfeld wird von einem bipolaren Netzteil der Firma Kepco gesteuert. Die maximalen Magnetfelder, die mit diesem Magneten erreicht werden können liegen bei  $\pm 350$  mT. Durch die Mikrowelle, welche zur Anregung der magnetischen Momente der Leiterbahn genutzt wird, wird eine AC-Spannung induziert, welche wiederum mit dem Lock-in Verstärker detektiert werden kann.

### Experimenteller Aufbau in Duisburg

In Abbildung 3.10 ist der experimentelle Aufbau für die DC elektrische Detek-

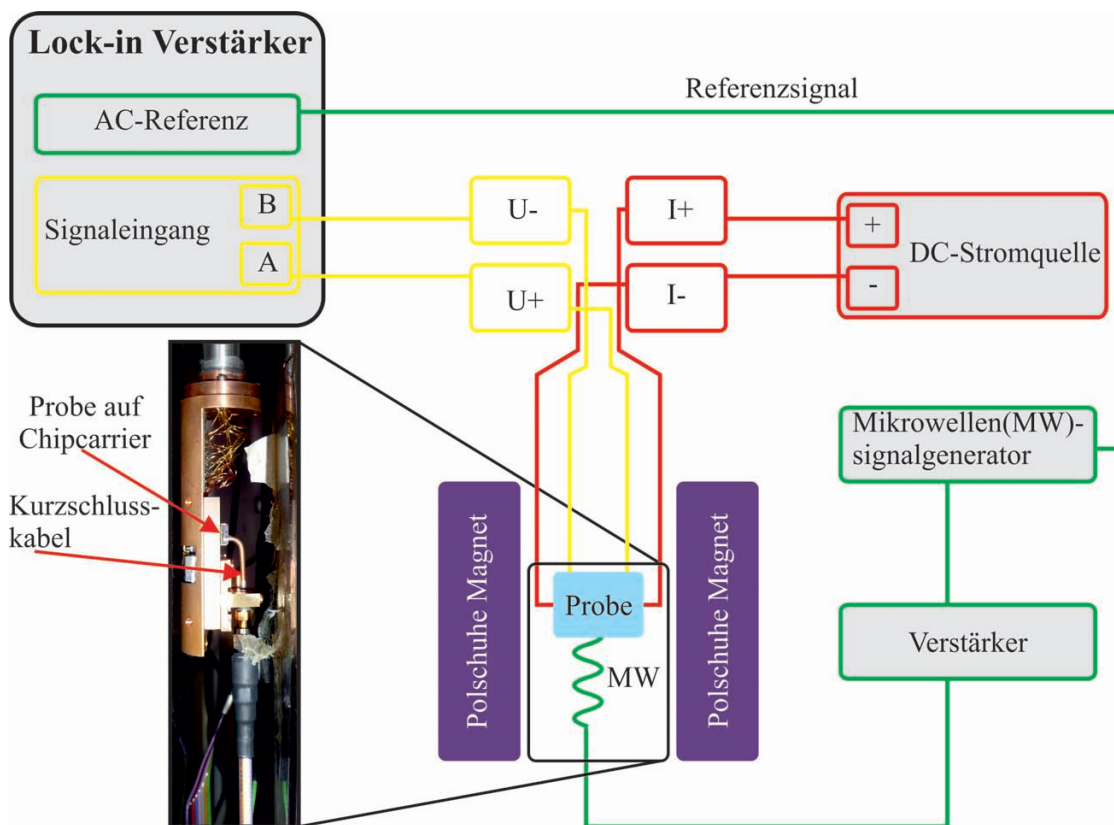


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für DC elektrische Detektionsmessungen in Duisburg

tion der ferromagnetischen Resonanz in Duisburg schematisch dargestellt. Auch hier ist die Probe in einer Vier-Punkt-Geometrie kontaktiert, zwei Kontakte dienen als Spannungsabgriff und zwei Kontakte als Stromabgriff. Die Stromkontakte sind verbunden mit einer DC-Stromquelle der Firma Keithley (Typs 6221 DC and AC current source). Ein Spannungsabgriff  $U_+$  wird mit dem A-Kanal des Lock-in Verstärkers der Marke Stanford Research Systems des Modells SR830 DSP verbunden, der andere Spannungsabgriff  $U_-$  wird mit dem B-Kanal des selben Lock-in Verstärkers verbunden. Intern bildet der Lock-in Verstärker das Differenzsignal  $A-B$  und stellt dieses dar. Die Referenzfrequenz mit der das Signal detektiert wird, erhält der Lock-in Verstärker von dem Mikrowellensignalgenerator der Firma Rhode und Schwarz des Typs SMR20. Bei der vorgegebenen Frequenz handelt es sich um die Amplitudenmodulationsfrequenz (im Bereich von kHz) mit der die erzeugte Mikrowelle (1 - 20 GHz) moduliert wird. Die Mikrowelle wird in ein Mikrowellenkabel eingekoppelt und über einen Mikrowellenverstärker der Firma Microwave Power des Modells L0220-30 an ein kurzgeschlossenes koaxiales Kabel weitergegeben. Dies ist der entscheidende Unterschied zu dem Aufbau aus Irvine, die Anregungsquelle befindet sich nicht mehr mit auf dem Substrat, sondern ist davon unabhängig. Wie im Inset der Abbildung 3.10 zu sehen ist, befindet sich der Probenhalter (nähere Beschreibung in Kapitel 3.3.2) mitsamt der befestigten Probe und dem befestigten koaxialen Kabel zwischen zwei Polschuhen eines Magneten der Firma Bruker, dessen Magnetfeld über ein bipolares Netzteil des Typs B-MC1 gesteuert wird. Es können maximale Feldstärken von  $\pm 2.1$  T erreicht werden.

## 3.4 Mikrowellenquellen

In diesem Kapitel soll näher auf die verschiedenen Arten der Mikrowellenquellen eingegangen werden, die in dieser Arbeit zur Anregung der Proben verwendet wurden. Ausserdem werden hier Berechnungen für die Stärke des entstehenden Mikrowellenfeldes und dessen Ausbreitung vorgestellt. Für die Berechnung wurde das Programm HFSS V.10 (high frequency structural simulator) der Firma Ansoft verwendet [132, 133]. Das Programm bedient sich hierbei der finiten Elemente-Methode (FEM). Das Programm löst die Maxwell-Gleichungen für ein dreidimen-

sionales anpassungsfähiges tetragonales Gitter. Das Gitter, zusammen mit einer entsprechenden Anzahl von Randbedingungen, stellt die Geometrie der zu berechnenden Struktur dar. Das Programm unterteilt somit die zu berechnende Fläche in ein Gitter aus tetragonalen Zellen, in jeder dieser Zellen wird die Feldverteilung berechnet. Die Feldstärke von den Eckpunkten der Zelle wird für Interpolation der Feldverteilung über die ganze Zelle genutzt. Über die Feldverteilungen kann ein Amplitudenverhältnis über die ganze Struktur zwischen einer reflektierten und einfallenden Welle, was dem sogenannten Reflexionskoeffizienten entspricht, berechnet werden. Anschliessend teilt der Algorithmus die Struktur in mehr tetragonale Zellen auf und beginnt mit der Berechnung von vorne. Wird ein vorgegebener Wert für die Änderung des Reflexionskoeffizienten überschritten, beginnt der Algorithmus mit einer neuen Iteration. Das Programm wiederholt dies solange bis eine Konvergenz erreicht wird. Bereiche der Struktur in denen eine genauere Information benötigt wird, können auch feiner berechnet werden.

#### 3.4.1 Anregungsstruktur auf dem Substrat

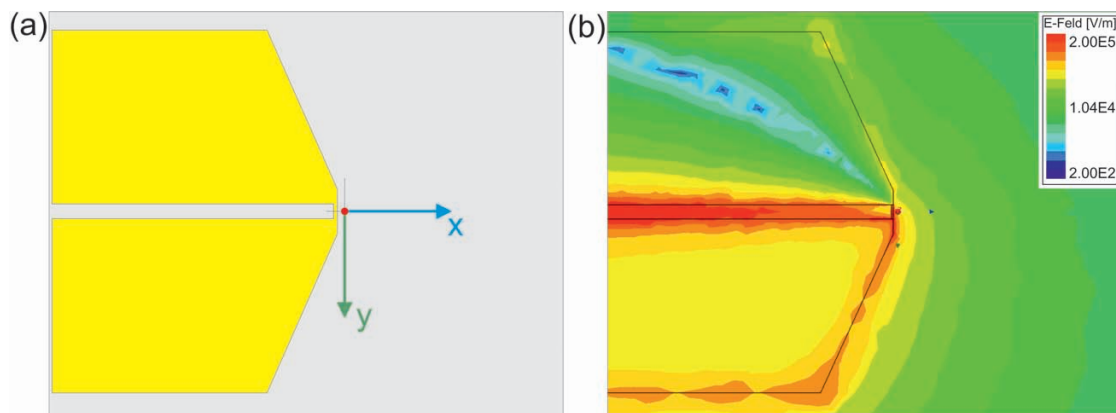


Abbildung 3.11: a) Schematische Zeichnung der Anregungsstruktur auf dem Substrat mit eingezeichnetem Koordinatensystem; b) Berechnung des Betrages des elektrischen Feldes in der Anregungsstruktur

In Abbildung 3.11 a) ist eine schematische Zeichnung der Anregungsstruktur zu sehen. Sowohl die Signal-, die Erd- als auch die Kurzschlussleitung sind dargestellt. Ergänzend ist ein Koordinatensystem mit aufgezeigter x- und y-Richtung



ingezeichnet, auf welches später Bezug genommen wird.

In Abbildung 3.11 b) ist die Berechnung der Ausbreitung des Betrages des elektrischen Feldes in der Anregungsstruktur zu sehen. Dabei bedeutet rot (blau), dass eine hohes (niedriges) elektrisches Feld im Leiter vorliegt. Wie deutlich zu erkennen ist, breitet sich, von der Signalleitung ausgehend, ein elektrisches Feld mit relativ hoher Intensität aus, welches fast vollständig innerhalb des Leiters reflektiert wird. Das elektrische Feld wird dann maximal in der Kurzschlussleitung und nimmt in der Erdleitung wieder ab aufgrund der vorhergehenden fast vollständigen Reflexion ist dort nur noch ein Bruchteil des Ausgangssignals vorhanden. Ausserdem ist zusätzlich zu sehen, dass das maximale E-Feld auch in den Zwischenraum der beiden Leitungen strahlt. Für die Messung ist das aber nicht relevant. Generell kann jedoch gesehen werden, dass die maximale Intensität an der Kurzschlussleitung anliegt und somit dort ein maximales hochfrequentes magnetisches Feld entsteht. In welcher Grössenordnung sich dieses Mikrowellenfeld bewegt, wird im Folgenden diskutiert.

In Abbildung 3.12 a) ist erneut eine schematische Zeichnung der Anregungsstruktur zu sehen, jedoch ist zusätzlich eine Leiterbahn eingezeichnet. In der Mitte dieser Leiterbahn ist der Ursprung des eingezeichneten Koordinatensystems, welches in x-, y- und z-Richtung ausgerichtet ist. Zusätzlich ist gestrichelt in blau ein weiterer Pfeil eingezeichnet, der Bezug auf das Koordinatensystem in Abbildung 3.11 a) nimmt und der x-Richtung des Koordinatensystems aus dieser Abbildung entspricht. Desweiteren wird in Abbildung 3.12 b) das hochfrequente magnetische Feld (Mikrowellenfeld) aufgetragen über den Abstand in x-Richtung (blauer Pfeil aus Abb. 3.11 a)) in alle drei Ausbreitungsrichtungen (Koordinatensystem aus Abb. 3.12 a)) dargestellt. Die Position 0 kennzeichnet den Ursprung des Koordinatensystems und liegt somit in der Mitte der Leiterbahn (angedeutet mit einem grauen Rechteck), die Kurzschlussleitung (angedeutet mit einem gelben Rechteck) befindet sich in  $3\text{ }\mu\text{m}$  Entfernung von der Leiterbahn. Das Mikrowellenfeld bildet sich nahezu kreisförmig um die Kurzschlussleitung aus, ein geringer Anteil des Mikrowellenfeldes dringt in das Substrat unterhalb der Kurzschlussleitung ein. Der überwiegende Anteil bildet sich oberhalb der Kurzschlussleitung aus [134]. In Abbildung 3.12 b) wird das entstehende Mikrowellenfeld in seine einzelnen Komponenten aufgeteilt und entsprechend dargestellt. Die  $B_x$ -Komponente (schwarz) des Mikrowellenfeldes hat einen sehr kleinen Beitrag über



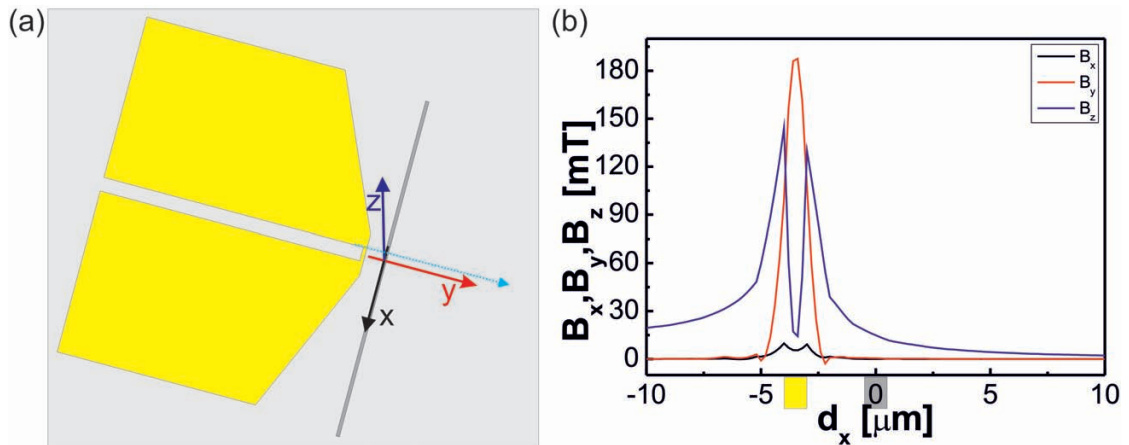


Abbildung 3.12: a) Schematische Zeichnung der Anregungsstruktur auf dem Substrat mit einer Leiterbahn und einem Koordinatensystem für alle Ausbreitungsrichtungen, zusätzlich eingezeichnet ist ein blauer Pfeil mit Bezug auf die x-Achse in Abb. 3.11 a); b) Berechnung der Stärke des Mikrowellenfeldes in x-Richtung (blauer Pfeil) in alle Ausbreitungsrichtungen des Koordinatensystems. Zur Orientierung ist die Position des Kurzschlusses (gelbes Kästchen) und der Leiterbahn (graues Kästchen) eingezeichnet.

die Breite der Kurzschlussleitung und fällt ausserhalb dieser auf 0 ab. Die  $B_x$ -Komponente läuft entlang der „langen“ Achse in der Probenebene der Kurzschlussleitung, an deren Enden die Signal- und Erdleitung anschliessen, welche auch einen Einfluss auf die  $B_x$ -Komponente haben und somit innerhalb des Leiters einen kleinen Beitrag verursachen. Dagegen verhält es sich mit der  $B_y$  (rot)- und  $B_z$  (blau)-Komponente anders. Die  $B_y$ -Komponente ist maximal in der Mitte der Kurzschlussleitung ( $B_y \approx 195 \text{ mT}$ ). Zu den Rändern nimmt der Wert rapide ab. Ausserhalb der Kurzschlussleitung gibt es einen Überschwinger, nachdem sich der Wert bei 0 einpendelt. Die Ausbreitungsrichtung der  $B_y$ -Komponente ist senkrecht zur „langen“ Achse in der Probenebene der Kurzschlussleitung. Innerhalb der Kurzschlussleitung ist die Liniendichte, also für die y-Komponente, am höchsten und nimmt zum Rand der Kurzschlussleitung und darüber hinaus deutlich ab bis der Wert ausserhalb des Leiters auf null absinkt. Im Gegensatz dazu verhält

sich die  $B_z$ -Komponente so, dass sie minimal in der Mitte der Kurzschlussleitung ist ( $B_z \approx 10$  mT) und zu den Rändern extrem ansteigt bis zu einem Wert von  $B_z \approx 135$  mT. Ausserhalb der Kurzschlussleitung nimmt der Wert wieder stetig ab. An der Position der Leiterbahn jedoch ist der Wert der  $B_z$ -Komponente nicht auf 0 gefallen, sondern es gibt noch einen Wert von  $B_z \approx 15$  mT. Damit ist ersichtlich, dass die  $B_z$ -Komponente in der x-Richtung (blauer Pfeil aus Abb. 3.11 a)) den grössten Beitrag zur Anregung der Probe erbringt. Die  $B_z$ -Komponente breitet sich senkrecht zur Probenebene der Kurzschlussleitung aus, für diese Komponente ist die Liniendichte innerhalb des Leiters minimal, erreicht ihren maximalen Wert an den Rändern des Leiters und fällt anschliessend wieder stetig ab. Der Wert auf der Seite der Signal- und Erdleitung ist höher zu dem auf der Seite der Leiterbahn, da hier noch Wechselwirkungen mit den elektrischen Feldern aus den beiden Leitungen auftreten.

In Abbildung 3.13 a) ist abermals die schematische Zeichnung der Anregungs-

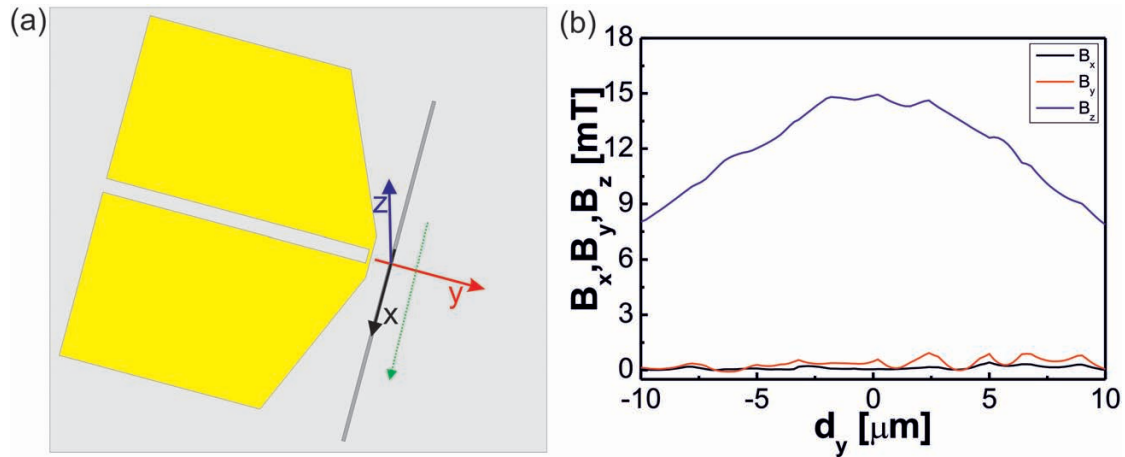


Abbildung 3.13: a) Schematische Zeichnung der Anregungsstruktur auf dem Substrat mit Leiterbahn mit Koordinatensystem für alle Ausbreitungsrichtungen, zusätzlich eingezeichnet grüner Pfeil mit Bezug auf die y-Achse in Abb. 3.11 a); b) Berechnung der Stärke des Mikrowellenfeldes in y-Richtung (grüner Pfeil) in alle Ausbreitungsrichtungen

struktur zu erkennen mit der zusätzlich eingezeichneten Leiterbahn. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt abermals in der Mitte der Leiterbahn, nun jedoch ist

zusätzlich ein gestrichelter grüner Pfeil eingezeichnet. Auch dieser nimmt Bezug auf das Koordinatensystem aus Abb. 3.11 a) und kennzeichnet die Ausbreitung in y-Richtung. In Abbildung 3.13 b) ist nun das hochfrequente magnetische Feld über den Abstand in y-Richtung (grüner Pfeil aus Abb. 3.11 a)) in alle drei Raumrichtungen (Koordinatensystem aus Abb. 3.13 a)) der Mikrowellenfeldkomponenten  $B_x$ ,  $B_y$  und  $B_z$  aufgetragen. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Punkt 0 der x-Achse, da jedoch die Mikrowellenausbreitung in y-Richtung betrachtet wird, wird nicht direkt Bezug auf die Kurzschlussleitung genommen. Die Länge der Kurzschlussleitung beträgt  $10\ \mu\text{m}$ , die homogene Anregung liegt also zwischen  $-5\ \mu\text{m}$  und  $5\ \mu\text{m}$  auf der x-Achse der Abb. 3.13 b). Die  $B_x$ -Komponente (schwarz) des Mikrowellenfeldes trägt zur Anregung nicht bei, da ihr Wert nahe 0 ist. Auch der Beitrag der  $B_y$ -Komponente (rot) ist zu vernachlässigen. Die  $B_z$ -Komponente (blau) hingegen zeigt einen deutlichen Beitrag. Dieser ist in der Mitte maximal mit einem Wert von  $B_z \approx 15\ \text{mT}$ . Nach Aussen hin nimmt der Wert leicht ab, bei  $-5\ \mu\text{m}$  und  $5\ \mu\text{m}$ , also an den Rändern der Kurzschlussleitung, liegt der Wert noch bei  $B_z \approx 12\ \text{mT}$ . Ausserhalb von  $-5\ \mu\text{m}$  und  $5\ \mu\text{m}$  fällt das Mikrowellenfeld weiter langsam ab. Dadurch wird ersichtlich, dass auch hier der Hauptteil der Anregung durch die  $B_z$ -Komponente verursacht wird. Zwar ändert sich der Betrag von  $B_z$  entlang des Drahtes, aber die Richtung der Mikrowellenanregung bleibt definiert, denn es ist kein Beitrag von  $B_x$  und  $B_y$  vorhanden. Die Mikrowellenanregung ist damit homogen, variiert nur in ihrer Stärke. Dies hat nur eine Verringerung der Intensität des Messsignals zur Folge, aber keine Anregung anderer Moden. Der Maximalwert von  $B_z$  liegt hier in derselben Grössenordnung wie der Wert der  $B_z$ -Komponente aus Abb. 3.12 b) an Stelle der Mitte der Leiterbahn.

Die Anwendung dieser Anregungsstruktur ist nur interessant, wenn eine Breitbandigkeit gewährleistet werden kann. In Abbildung 3.14 ist der Reflektionskoeffizient  $S_{11}$  über ein Frequenzintervall von 5 bis 15 GHz aufgetragen. Es ist zu sehen, dass die Reflektion bei niedrigen Frequenzen grösser ist als bei hohen Frequenzen. Die Reflektion nimmt also zu höheren Frequenzen ab, welches eine bessere Anpassung zu höheren Frequenzen nach sich zieht. Eine breitbandige Anwendung ist für diese Anregungsstruktur somit möglich.

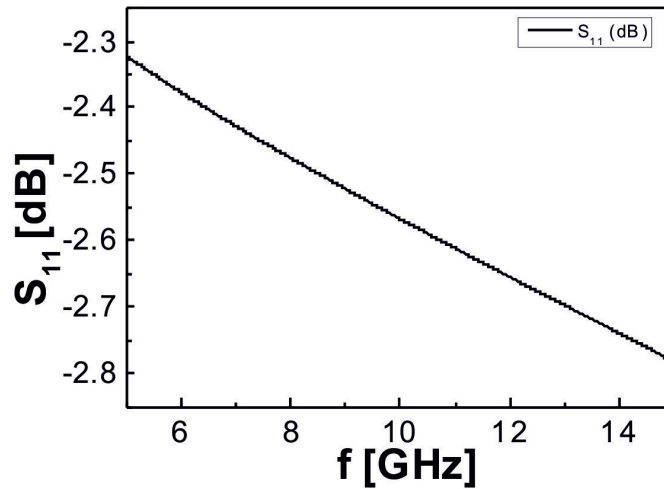


Abbildung 3.14: Reflektionskoeffizient  $S_{11}$  der Anregungsstruktur über die Frequenz aufgetragen.

### 3.4.2 Koaxiales Kurzschluss-Kabel

Um eine breitbandige, vom Substrat unabhängige, Mikrowellenanregung zu ermöglichen wurde ein koaxiales Mikrowellenkabel (SMRC) mit einem Durchmesser von 2 mm verwendet. Schematisch wird ein solches Kabel in Abbildung 3.15 a) gezeigt. Dieses Kabel besteht aus einem inneren und äusseren Leiter aus Kupfer, zwischen den beiden Leitermaterialien befindet sich eine dielektrische Schicht aus Teflon (Polytetrafluorethylen PTFE). Die beiden Leiter sind elektrisch kurzgeschlossen mittels eines metallischen Streifens, wie z.B. Kupfer oder Molybdän. Durch diesen Kurzschluss wird ein hochfrequentes magnetisches Feld erzeugt, welches sich um den Kurzschluss ausbildet und somit in der Filmebene der Probe liegt, jedoch senkrecht zum externen magnetischen Feld  $B_{ext}$  ausgerichtet wird. In einer anderen Dissertation wurde ein ähnliches Kabel zur Detektion von ferromagnetischer Resonanz benutzt [135], indem die reflektierte Mikrowellenleistung gemessen wurde. In dieser Arbeit wird das Kabel jedoch nur zur Anregung genutzt. Die Säulenstruktur oberhalb des Kurzschlusses soll die Position der Probe andeuten. Das Kabel kann sowohl für die Spin-Torque-Messungen als auch für die elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz (FMR) verwandt werden.

In Abbildung 3.15 b) ist die Berechnung aller Komponenten des hochfrequenten magnetischen Feldes in Abhängigkeit des zugehörigen Koordinatensystems

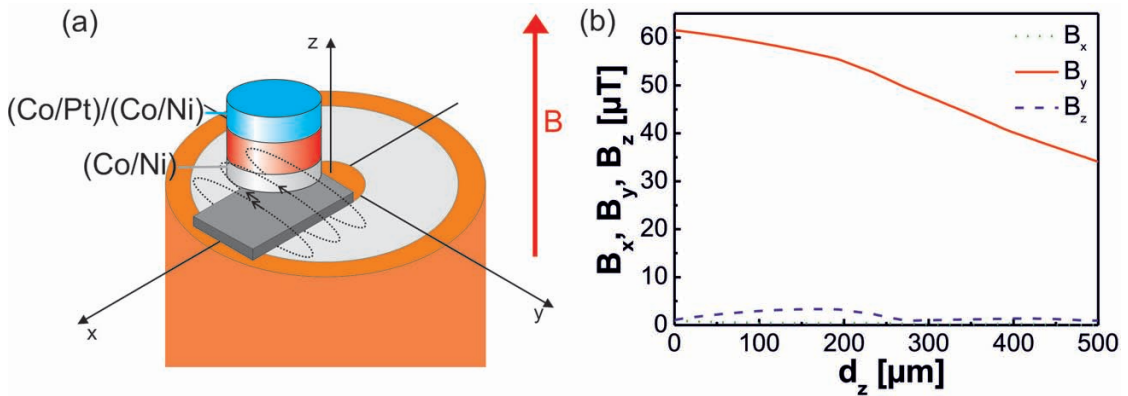


Abbildung 3.15: a) Schematische Zeichnung des koaxialen Kabels mit Kurzschluss; b) Berechnung der Stärke des Mikrowellenfeldes des Kurzschlusses in z-Richtung in alle Ausbreitungsrichtungen [32]

als Funktion des Abstandes zwischen Kurzschluss und Probe gezeigt. Zur besseren Sichtbarkeit wurde das Koordinatensystem verschoben in die schematische Zeichnung (Abb. 3.15 a)) eingezeichnet, für die Berechnung ist die Position des Koordinatensystems in der Mitte des Kurzschlusses gelegt. Auch hier wurde die Berechnung mit dem Programm HFSS von Ansoft durchgeführt. Während die x- und z-Komponenten gegen null gehen, bildet sich eine starke y-Komponente aus, welche sich senkrecht zur hochfrequenten Stromrichtung befindet. Dieser Anteil beeinflusst die Magnetisierung der Probe bei Anregung. Aufgrund der breitbandigen Eigenschaften des SRMC-Kabels kann die Frequenz des Anregungsfeldes von 2-20 GHz variiert werden. Die Form des Kurzschlusses hat einen starken Einfluss auf den  $\frac{1}{r}$ -Abfall als Funktion des Abstandes  $r$  zur Probe. Bei einem Kurzschluss mit kreisförmigen Querschnitt würde genau ein  $\frac{1}{r}$ -Abfall erwartet. Hier jedoch hat der Kurzschluss die Form eines dünnen Plättchens. Die negative Steigung der Funktion ist weniger ausgeprägt und selbst bei einem Abstand von 0.5 mm ist die Feldamplitude weiterhin vorhanden ( $B_z \approx 35 \mu T$ ) und nur auf die Hälfte des Wertes abgefallen den die Funktion annimmt, wenn die Oberfläche der Probe in Kontakt mit dem Kurzschluss ist ( $B_z \approx 61 \mu T$ ). Der typische Abstand zwischen Kurzschluss und Probe ist bei Messungen zwischen 0.1-0.5 mm. Zur Verstärkung des Mikrowellengeneratorsignals wird ein Verstärker mit einer maximalen Ausgangsleistung von 1 W benutzt.

## 3.5 Mikromagnetische Simulationen

Ergänzend zu den experimentellen Untersuchungen an ferromagnetischen Proben werden mikromagnetische Simulationen durchgeführt. Dies dient zum Einen dazu, Vergleichswerte zum Experiment zu bekommen und zum Anderen um ein besseres Verständnis der experimentellen Ergebnisse zu erhalten. Die Simulationen werden mit dem frei verfügbaren Programm OOMMF (Object oriented micromagnetic framework) [136] durchgeführt, welches vom National Institute of Standards and Technology (NIST) entwickelt wurde. Das Programm integriert numerisch die Landau-Lifshitz Differentialgleichung mittels eines Euler-Verfahrens erster Ordnung [137]. Mit dem Programm ist es möglich, sowohl die Orientierung der magnetischen Momente in Mikrostrukturen zu berechnen als auch die Magnetisierungsdynamik zu untersuchen. Dafür wird die Probe in ein dreidimensionales Gitter unterteilt, in dem die Zellgrößen in allen drei Achsen frei einstellbar sind. Zudem ist die Berücksichtigung von Anisotropien, kubische und/oder uniaxiale, für jede Zelle möglich. Die Sättigungsmagnetisierung ist für jede Zelle einzeln wählbar. Hierdurch wird eine Berechnung von Multilagensystemen ermöglicht. Vorgegeben werden der g-Faktor und die Dämpfungskonstante  $\alpha$ . Zur Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung wird die Austauschkonstante angegeben. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung wird mittels eines Fast-Fourier-Algorithmus (FFT) berechnet.

Mittels des Programms kann die Richtung der magnetischen Momente innerhalb der Probe vorab festgelegt werden. Entweder kann die Probe als homogen aufmagnetisiert angenommen werden oder die Richtung der magnetischen Momente wird als zufällig verteilt angenommen. Das Programm berechnet den energetischen Grundzustand für die magnetischen Momente. Mittels der Zeeman-Energie wird die Möglichkeit gegeben sowohl statische als auch dynamische Magnetfelder anzunehmen. Die Abbruchbedingung der Rechnung kann auf verschiedene Weisen festgelegt werden. Entweder wird die Rechnung nach einer festgelegten Simulationszeit beendet oder es wird eine untere Grenze für die zeitliche Änderung der Magnetisierung ( $dM/dt$ ) festgelegt, bei Erreichen dieser wird die Rechnung beendet. Alle Proben und Rechenparameter werden in einer Datei vorgegeben, die zur Berechnung von dem Programm benutzt werden.

Für die Berechnung werden in dem Programm die Dimensionen der Probe fest-

gelegt, die in dieser Arbeit entweder der Säulenstruktur oder den untersuchten Leiterbahnen entsprechen. Hierbei sollen die Zellengrößen innerhalb der vorgegeben Struktur so klein wie möglich gewählt werden, damit eine Zelle möglichst einem magnetischen Moment im Experiment entspricht. Dies ist jedoch nicht immer möglich aufgrund des zu grossen Rechenzeitaufwandes, der dadurch entstehen würde. Daher muss ein Kompromiss zwischen Rechenzeit und Vergleichbarkeit mit dem Experiment gefunden werden.

In dieser Arbeit wird OOMMF zur Simulation von FMR-Messungen benutzt. Dies kann mit zwei verschiedenen Ansätzen durchgeführt werden. Im ersten Ansatz werden die magnetischen Momente in einem externen Magnetfeld (Resonanzfeld) ausgerichtet, zusätzlich wird ein kleines magnetisches Feld mit etwa 1 mT senkrecht zum externen Magnetfeld angelegt. Dies führt dazu, dass das magnetische Moment leicht aus der Achse des externen Feldes gedreht wird. Nach Relaxation der magnetischen Momente wird das kleine magnetische Feld auf null gesetzt. Danach präzedieren die magnetischen Momente gedämpft um das externe Magnetfeld. Auf das nun erhaltene Spektrum der Schwingungen wird eine Fast-Fourier-Transformation angewendet. Das Resultat ist ein FMR-Spektrum über den Frequenzraum. Voraussetzung dieses Ansatzes ist die Kenntnis des Resonanzfeldes. Daher wird dieser Ansatz in dieser Arbeit nur bei der Bestimmung der Resonanzfrequenz der Eigenfrequenz der Säulenstruktur angewandt. Ein Beispiel für einen solchen Quellcode ist im Anhang 6.1 aufgeführt.

Der zweite Ansatz ähnelt dem eigentlichen FMR-Experiment und wird vorwiegend in dieser Arbeit ausgenutzt. Die Einführung eines zeitabhängigen magnetischen Feldes senkrecht zum externen Magnetfeld entspricht dem hochfrequenten Mikrowellenfeld im Experiment. Das eingeführte Feld führt zu einer Anregung der magnetischen Momente und diese führt zu einer Präzession nach der Landau-Lifshitz-Gleichung. Nach einer bestimmten Anzahl von Schwingungen wird die Komponente der Magnetisierung, die in Richtung des Hochfrequenzfeldes zeigt, gespeichert. Diese entspricht dann der Amplitude der Schwingung. Wenn nun das externe Magnetfeld genauso wie in FMR-Experimenten verändert wird, gerät die Magnetisierung in Resonanz, das führt zu einer Amplitudenvergrößerung der Präzession und die Amplitude wird im Resonanzfeld maximal. Aus dieser Form der Berechnung wird ein Spektrum der Amplitude der Schwingung als Funktion des externen Magnetfeldes erhalten. Der Vorteil dieses Ansatzes ist es, dass das

Resonanzfeld vorher nicht bekannt sein muss und eine direkter Vergleich mit dem Experiment gegeben ist. Der grosse Nachteil hierbei ist ein deutlich höherer Rechenaufwand als in dem ersten Ansatz. Ein Beispiel für einen solchen Quellcode ist im Anhang 6.1.1 aufgeführt.



## 4 Ergebnisse und Diskussion

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl Untersuchungen an einzelnen Säulenstrukturen als auch an einzelnen Leiterbahnen durchgeführt. Diese Ergebnisse werden im Folgenden ausführlich diskutiert.

### 4.1 Spin-Transfer-Torque Säulenstrukturen: Co/Ni-System

Mit dem in Kapitel 3.3.2 beschriebenen Aufbau ist es möglich, Magnetowiderstandsmessungen an einzelnen Säulenstrukturen, sowohl in Abhängigkeit des Stroms als auch in Abhängigkeit des extern angelegten Magnetfeldes, durchzuführen. Zusätzlich wird eine Mikrowelle zur Untersuchung der Spindynamik eingestrahlt. Der Effekt, der hierbei ausgenutzt wird, ist der GMR-Effekt (s. Kap. 2.2.2). Es wurden mehrere solcher Säulenstrukturen untersucht. Alle zeigen einen Widerstand von  $R = 3.3 \pm 0.02 \, \Omega$  und eine GMR-Änderung von  $\frac{\Delta R}{R} = 0.25 \, \%$ . Es handelt sich um die aus (Co/Ni)-(Co/Pt)-Multilagern bestehenden Säulenstrukturen, welche in Kapitel 3.1.4 vorgestellt wurden. Die lateralen Dimensionen der untersuchten Strukturen betrugen  $50 \, \text{nm} \times 300 \, \text{nm}$ . Alle Messungen die hier gezeigt werden, wurden bei Raumtemperatur und einem senkrecht zur Filmebene angelegten Magnetfeld durchgeführt.

#### 4.1.1 Magnetowiderstandsmessungen an einzelnen Säulenstrukturen

In diesem Abschnitt werden die durchgeführten Magnetowiderstandsmessungen vorgestellt und diskutiert. Es werden sowohl stromabhängige als auch magnetfeldabhängige Messungen gezeigt.

#### 4.1.1.1 Stromabhängige Messung

In Abbildung 4.1 ist die AC-Widerstandsänderung als Funktion des DC-Stroms  $I_{DC}$  zu sehen. Die AC-Widerstandsänderung ist gegeben durch  $\Delta R_{AC} = R_{DC} + I \cdot \frac{dU}{dI}$ .  $R_{DC}$  ist dabei der Widerstand, der durch den DC Strom (durch Erwärmung) erzeugt wird und ist ein konstanter Offset. Zusätzlich zu dem Offset wird ein modulierter AC Strom in das System eingebracht, welcher sich durch  $I \cdot \frac{dU}{dI}$  ausdrücken lässt. Die Detektion dieser Messung wurde mittels Lock-in Technik durchgeführt. Gemessen wurde direkt die Ableitung des Signals. Die Messung beginnt in der parallelen Konfiguration der Magnetisierungen von Analysator und Polarisator bei einem Strom von  $I_{DC} = 9$  mA. Der Strom wird kontinuierlich verändert und bei einem kritischen DC-Strom von  $I_C^- = -5.2$  mA schaltet die Konfiguration in einen antiparallelen Zustand. Bei  $I_{DC} = -9$  mA wird die Stromrichtung umgekehrt. In der Rückrichtung schaltet bei einem kritischen DC-Strom von  $I_{DC}^+ = 2.6$  mA die Konfiguration wieder zurück in den parallelen Zustand. Unter Berücksichtigung der elliptischen Form der Säulenstruktur kann die kritische Stromdichte mit  $J = \frac{I_{DC}}{A}$  berechnet werden. Dabei wird der Wert des kritischen Schaltstroms für  $I_{DC}$  angenommen und die Fläche A der Säulenstruktur wird über die Dimensionen der Säulenstruktur berechnet. Diese beträgt wie in Kapitel 3.1.4 beschrieben  $50 \text{ nm} \times 300 \text{ nm}$ . Daraus ergeben sich für die beiden kritischen Schaltströme die folgenden Stromdichten:  $J^- = 1.10 \times 10^7 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$  ( $I_C^- =$

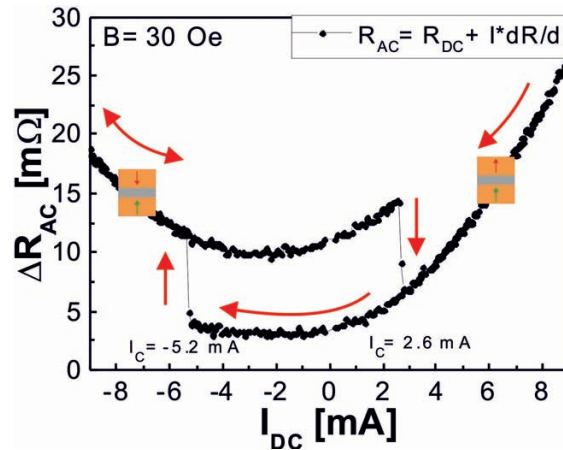


Abbildung 4.1: Die AC-Widerstandsänderung als Funktion des DC-Stroms bei einem Restremanzfeld von 30 Oe [32].

$-5.2 \text{ mA}$ ) und  $J^+ = 5.52 \times 10^6 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$  ( $I_{DC}^+ = 2.6 \text{ mA}$ ). Der parabelförmige Verlauf der stromabhängigen Messung ergibt sich durch den Einfluss der Joulschen Erwärmung, wie in Kapitel 2.5.4 beschrieben. Zur Vermeidung dieses parabelförmigen Untergrundes wurden alle nachfolgenden Messungen bei einem konstanten DC-Strom  $I_{DC}$  durchgeführt und nur das Magnetfeld variiert. Bei genauerer Betrachtung des parabelförmigen Verlaufs wird ersichtlich, dass diese in Bezug auf den Nullpunkt zu negativen Werten verschoben ist. Dieses wird verursacht durch den Peltier-Effekt und wurde schon in früheren Untersuchungen von anderen Arbeitsgruppen festgestellt [112].

Die Messung wurde ohne variierendes Magnetfeld durchgeführt. Der Magnet hat jedoch ein Restremanenzfeld von  $3 \text{ mT}$ , dies ist aber vernachlässigbar klein, so dass es keinen Einfluss auf die durchgeführte Messung hat.

#### 4.1.1.2 Magnetfeldabhängige Messungen

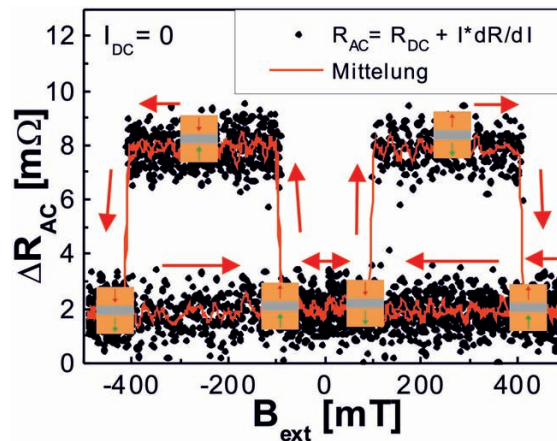


Abbildung 4.2: Die AC-Widerstandsänderung als Funktion des senkrecht zur Säulenstruktur angelegten externen Magnetfeld ohne eingprägtem DC-Strom [32].

In Abbildung 4.2 ist die AC-Widerstandsänderung als Funktion des externen Magnetfeldes zu sehen. Es wird das magnetische Schalten des Analysators und des Polarisators mit einem angelegten AC-Strom (mit der Frequenz  $f = 997 \text{ Hz}$  und der Amplitude  $A = 40 \mu\text{A}$ ) untersucht, aber es wird kein DC-Strom in die Probe injiziert. Die Messung beginnt in der parallelen Konfiguration der beiden Magne-

tisierungen von Analysator und Polarisator bei hohen Magnetfeldern (ca. 500 mT). Das Magnetfeld wird kontinuierlich zu negativen Feldwerten verändert, und dann wieder von hohen negativen Feldwerten zurück zum Ausgangswert. Der Analysator schaltet von parallelem zum antiparallelen Zustand bei  $B = \pm 95$  mT und bei weiterem Erhöhen des Magnetfeldes schaltet der Polarisator vom antiparallelen zum parallelen Zustand bei  $B = \pm 410$  mT. Zwischen -500 und 500 mT ist ein symmetrischer Verlauf der Kurve in Bezug zum Nullfeld zu sehen. Der Verlauf der Kurve kann mit dem GMR-Effekt erklärt werden. Ohne induzierten DC-Strom liegt das magnetische Schaltfeld der harten (Co/Pt)-(Co/Ni)-Lage etwa bei 400 mT. Nach Sättigung wird das maximale Magnetfeld in den folgenden Messungen auf 250 mT limitiert, um zu vermeiden, dass die Magnetisierung der hart magnetisierten Lage eine Richtungsänderung vornimmt.

Abbildung 4.3 zeigt sowohl die AC-Widerstandsänderung (a) als auch den DC-

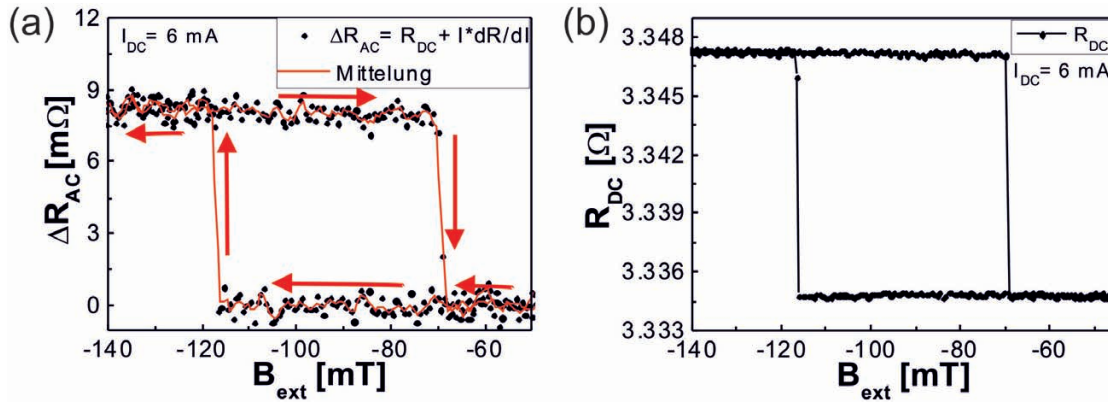


Abbildung 4.3: Die (a) AC-Widerstandsänderung und die (b) DC-Widerstandsänderung als Funktion des senkrecht angelegten externen Magnetfeldes bei  $I_{DC} = 6$  mA [32].

Widerstand (b) als Funktion des extern angelegten Magnetfeldes für einen festen DC-Strom  $I_{DC} = 6$  mA. In dieser Arbeit wird der Strom als positiv definiert, wenn der Elektronenfluss von der hart magnetisierten (Co/Pt)-(Co/Ni)-Schicht (Polarisator) zu der weicher magnetisierten (Co/Ni)-Schicht fließt. Es werden bei den Magnetowiderstandsmessungen zwei Arten von Widerstandsverläufen erwartet. Die erste Art des Widerstandsverlaufes ist in Abbildung 4.3 zu sehen, der sich in einer Hysterese zeigt. Solch ein hysteretischer Verlauf wird bis zu einem kritischen Strom beobachtet. Es muss angemerkt werden, dass für  $I_{DC} = 0$  die

Hystereseschleife zu negativen Magnetfeldern um 30 mT verschoben ist. Dies wird verursacht durch das dipolare Feld des Polarisator [138], welches jedoch nicht gezeigt wird. Die Koerzitivität bei  $I_{DC} = 0$  ist 95 mT (s. Abb. 4.2).

Wenn  $I_{DC}$  erhöht wird, sinkt die Koerzitivität und die Hysterese wandert zu grösseren negativen Feldern, was in Abbildung 4.3 (a) und (b) zu sehen ist. Beide Abbildungen wurden in einer Messung gleichzeitig detektiert, (a) mittels Lock-in Technik und (b) über ein Multimeter der Firma Keithley (Beschreibung Messaufbau in Kapitel 3.3.2). Die Pfeile in (a) zeigen die Richtung des angelegten Magnetfeldes an. Gestartet wird die Messung in der parallelen Konfiguration der Magnetisierungen von Polarisator und Analysator. Das magnetische Schalten vom parallelen in den antiparallelen Zustand geschieht bei einem Magnetfeld von  $B = -117$  mT. Das erneute Schalten zurück in den parallelen Zustand erfolgt dann bei  $B = -70$  mT. Sowohl in der AC-Messung als auch in der DC-Messung stimmen die Schaltfelder überein und der Verlauf der beiden Kurven ist identisch. Das magnetische Schalten zeigt sich in beiden Verläufen als scharfer Übergang.

Wenn der Strom weiter erhöht wird, einen kritischen Strom jedoch nicht über-

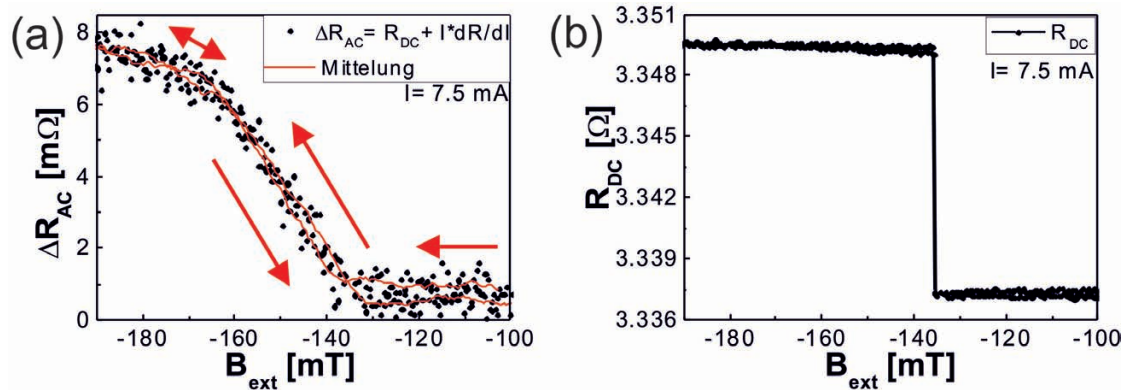


Abbildung 4.4: Die (a) AC-Widerstandsänderung und die (b) DC-Widerstandsänderung als Funktion des senkrecht angelegten externen Magnetfeldes bei  $I_{DC} = 7.5$  mA

schreitet, wird beobachtet, dass die Hysteresekurve sich schliesst. Dies wird in Abbildung 4.4 gezeigt. Hier wird zum Einen die AC-Widerstandsänderung (Abb. 4.4 (a)) als auch zum Anderen der DC-Widerstand (Abb. 4.4 (b)) in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bei einem festen Strom von  $I_{DC} = 7.5$  mA gezeigt. Aufgrund des Verlaufes der AC-Widerstandsänderung wird hier der Eindruck

erzeugt, dass es sich um einen gleichmässigen und reversiblen Übergang handelt. Wie zuvor zeigen die Pfeile in der Abbildung 4.4 (a) die Feldrichtung an, begonnen wird die Messung bei einem niedrigen negativen Feld bei paralleler Ausrichtung beider Magnetisierungen und geht zu höheren negativen Feldern. Bei einem magnetischen Feld von  $B = -135$  mT ändert sich diese Konfiguration, jedoch sieht es in Abbildung 4.4 (a) der AC-Widerstandsänderung so aus, als wenn der Umschaltprozess erst bei  $B = -165$  mT vollständig ist. Wenn das Feld dann umgekehrt wird, kann das gleiche Verhalten beobachtet werden. Wenn nun zusätzlich der DC-Widerstand in Abbildung 4.4 (b) betrachtet wird, ist ersichtlich, dass keineswegs ein kontinuierlicher Schaltprozess vorliegt. Hier zeigt sich deutlich ein scharfer Umschaltprozess bei  $B = -135$  mT. Die Position dieses Umschaltvorgangs ist in beiden Feldrichtungen an der gleichen Stelle, es liegt jedoch immer noch ein hysteretisches Verhalten vor. Hier hat das Erhöhen des DC-Stroms dazu geführt, dass die Koerzitivität soweit gesunken ist, dass die Hysterese sich schliesst und weiter zu höheren negativen Feldern gewandert ist.

Dies ändert sich, wenn ein kritischer Strom erreicht wird. In diesem Fall wird

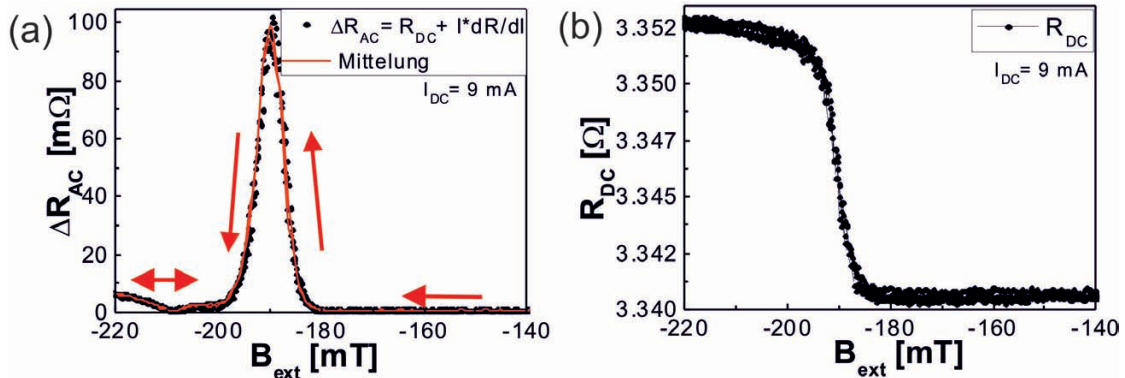


Abbildung 4.5: Die (a) AC-Widerstandsänderung und die (b) DC-Widerstandsänderung als Funktion des senkrecht angelegten externen Magnetfeldes bei  $I_{DC} = 9$  mA [32]

in der AC-Widerstandsänderung nicht mehr ein hysteretisches Verhalten erwartet sondern ein Peak. Ein solcher Peak ist in Abbildung 4.5 (a) zu sehen, hier ist die AC-Widerstandsänderung als Funktion des extern angelegtem Magnetfeldes gezeigt bei einem DC-Strom von  $I_{DC} = 9$  mA. Das Maximum des Peaks tritt bei einem Magnetfeld von  $B = -190$  mT auf. Die Pfeile verdeutlichen die Richtung des

angelegten Magnetfeldes, bei genauer Betrachtung wird ersichtlich, dass auch hier in der parallelen Konfiguration der Magnetisierungen von Polarisator und Analysator mit der Messung gestartet wird. Der Startwert der Widerstandsänderung ist niedriger als der Wert bei höheren negativen Feldern, bei denen die Feldrichtung wieder umgekehrt wird. Nach Abklingen des Peaks wird ein antiparalleler Zustand erreicht. Der Peak wird nach Änderung der Feldrichtung erneut durchlaufen und ein paralleler Zustand erreicht.

Wird nun der DC-Widerstand als Funktion des extern angelegten Magnetfeldes betrachtet, wie es in Abbildung 4.5 (b) dargestellt wird, ist kein Peak zu sehen. Jedoch existiert auch kein scharfer Schaltübergang zwischen parallelem und antiparallelem Zustand sondern ein stetiger Übergang, der reversibel in beide Feldrichtungen ist. Wenn dieses nun mit Abbildung 4.3 (b) verglichen wird, lässt sich zusammenfassend sagen, dass der Prozess der Magnetisierungsbewegung für Ströme unterhalb des kritischen Stromes irreversibel sind und oberhalb dieser Stromgrenze reversibel. Diese Irreversibilität ist gegeben durch das Schalten der Magnetisierung zwischen dem parallelen und der antiparallelen Zustand des Analysators in Bezug zum Polarisator. Sobald die DC-Widerstandsänderung einen nicht hysteretischen Verlauf aufzeigt, ist dies ein klarer Hinweis darauf, dass es sich um eine reversible Änderung der Magnetisierungsrichtung handelt. In diesem Fall ist  $\Delta R_{AC}$  nur gegeben durch die Ableitung der DC-Widerstandsänderung, welche sich in einem Peak ähnlichem Verhalten äussert. Dieses Verhalten wurde auch schon zuvor von anderen Arbeitsgruppen beobachtet [13, 14]. Die reversible Änderung wird erzeugt durch die stationäre Präzession der Magnetisierung. Diese wird verursacht durch die Wechselwirkung zwischen dem externen Magnetfeld, welches eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen bevorzugen würde, und dem Spin-Transfer-Torque, welcher eine parallele Ausrichtung der Magnetisierungen bevorzugt. Dies wiederum führt zu einem stetigen Präzessionszustand der Magnetisierung.

##### 4.1.2 Einfluss der Mikrowelleneinstrahlung auf die Magnetowiderstandsmessungen

Aufgrund vieler Untersuchungen an Systemen mit einer leichten Achse der Magnetisierung in der Filmebene, welche gezeigt haben, dass der stetige Präzessionszustand anwendbar für die Mikrowellenerzeugung ist [13, 14], ist es interessant,



eine Anwendbarkeit für das in dieser Arbeit untersuchte System herauszufinden. Während ein präzedierender elliptischer Zustand einer in der Ebene magnetisierten Probe relativ einfach untersucht werden, und daraus die Eigenfrequenz des Systems bestimmt werden kann, ist es erheblich komplizierter, solche Untersuchungen für senkrecht magnetisierte Proben durchzuführen. Aufgrund der zirkularen Präzession der Magnetisierung senkrecht zur Schichtnormalen zeigt sich keine Änderung des GMR-Signals [19]. Eine theoretische Arbeit diskutiert den Einfluss der Mikrowelleneinstrahlung im Falle von (Co/Ni)-basierten Systemen mit senkrechter Magnetisierung und zeigt, dass das mikrowellenunterstützte Schalten tatsächlich begünstigt wird [21].

Mit dem in Kapitel 3.3.2 vorgestellten Aufbau, und dem dort verwandten ko-

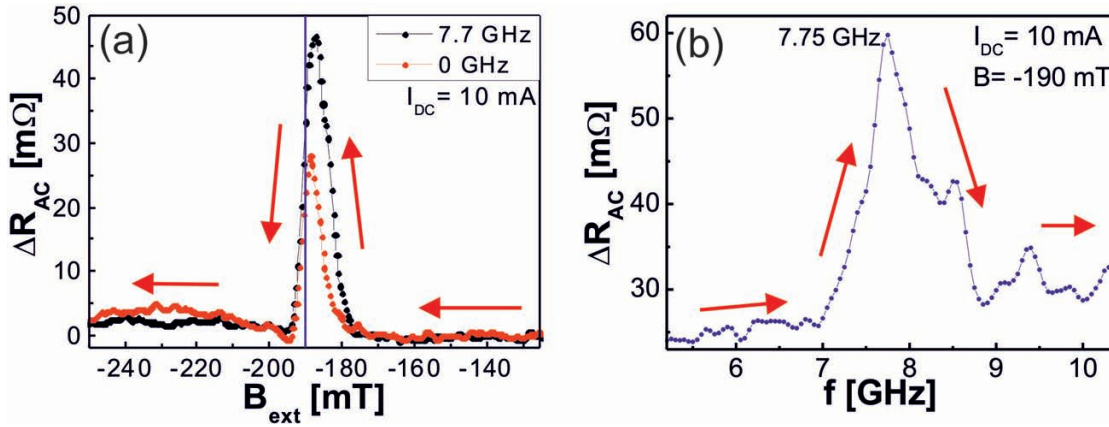


Abbildung 4.6: (a) Die AC-Widerstandsänderung als Funktion des senkrecht angelegten externen Magnetfeldes bei  $I_{DC} = 10$  mA ohne Mikrowelleneinstrahlung (rot) und mit Mikrowelleneinstrahlung (schwarz) mit der Frequenz  $f=7.7$  GHz. (b) Die frequenzabhängige Messung der Widerstandsänderung erfolgte bei festem Magnetfeld  $B=-190$  mT (blaue Linie in (a)) und festem DC-Strom  $I_{DC} = 10$  mA [32].

axialen Kabel (s. Kap. 3.4.2) zur Mikrowelleneinstrahlung, konnten solche Messungen zur Bestimmung der ausgestrahlten Eigenfrequenz der (Co/Ni)-(Co/Pt)-Säulenstruktur durchgeführt werden. In Abbildung 4.6 (b) ist eine Messung zur Bestimmung der Eigenfrequenz zu sehen. Es ist die AC-Widerstandsänderung als Funktion der Mikrowellenfrequenz bei fest eingestelltem Magnetfeld  $B = -190$  mT



und festem DC-Strom  $I_{DC} = 10$  mA gezeigt. Zur Bestimmung der Eigenfrequenz der Säulenstruktur muss zuvor der Bereich des stetigen Präzessionszustandes bestimmt werden, dies ist in Abbildung 4.6 (a) zu sehen. Hier ist die AC-Widerstandsänderung als Funktion des externen Magnetfeldes bei einem konstanten DC-Strom  $I_{DC} = 10$  mA dargestellt. Der kritische Strom weicht minimal von dem in Kapitel 4.1.1.2 verwendeten Strom für die Messungen ab, da es sich hierbei um eine andere Säulenstruktur handelt. Aufgrund nicht exakter Reproduzierbarkeit bei der Herstellung gibt es minimale Abweichungen in den kritischen Strömen zum Erreichen des stetigen Präzessionszustandes. Zunächst muss nur die rote Kurve in Abbildung 4.6 (a) betrachtet werden. Die Probe verhält sich genauso wie die in Kapitel 4.1.1.2 gezeigte Abbildung 4.5, das Maximum des Peaks liegt nun bei  $B = -188$  mT. Für die frequenzabhängige Messung in Abbildung 4.6 (b) wird das Magnetfeld nicht genau in dem Maximum des Peaks gewählt, sondern in der Flanke, da dort eine grössere Änderung erwartet wird. Die Position des gewählten Feldes ist in Abbildung 4.6 (a) mittels der blauen Linie verdeutlicht. Der gewählte Frequenzbereich für die Messungen entspricht dem Bereich der Eigenfrequenz, der aus der Literatur für das untersuchte Material erwartet wird [20] und liegt in einem Bereich von 5 bis 11 GHz. Bei einer Frequenz von  $f=7.75$  GHz ist ein deutliches Maximum des Signals zu erkennen, bei  $f=9.4$  GHz und  $10.3$  GHz werden noch zwei kleinere Moden beobachtet. Der Peak um  $7.75$  GHz ist relativ breit und erstreckt sich von  $7$  bis  $9$  GHz, dies legt die Vermutung nahe, dass eine Anregung des AC-Widerstandssignals in diesem Frequenzbereich möglich ist. Zusätzlich ist eine Schulter auf dem Peak mit einem zusätzlichen Signal in dieser Schulter bei  $f=8.5$  GHz zu sehen. Die Tatsache, dass mehrere Peaks in dem Frequenzspektrum auftreten, ist auf das Vorhandensein verschiedener Oszillationsmoden zurückzuführen. Diese Annahme wird von mikromagnetischen Berechnungen unterstützt, auf die in Kapitel 4.1.3 näher eingegangen wird und die auftretenden Moden diskutiert werden.

Mit der vorhergegangenen Bestimmung der Eigenfrequenz und des möglichen Frequenzbereichs ist es nun möglich, den Effekt einer Mikrowelleneinstrahlung auf den stetigen Präzessionszustand zu betrachten. Dazu wird die schwarze Kurve in Abbildung 4.6 (a) betrachtet. Diese Kurve wurde unter denselben Bedingungen wie die rote aufgenommen, jedoch wird hier zusätzlich eine Mikrowelle bei  $f=7.7$  GHz eingestrahlt. Dieses führt zu einer Erhöhung des Peaks. Zusätzlich ist der Peak

leicht verschoben und erfährt eine Verbreiterung. Die Erhöhung der Amplitude unter Mikrowelleneinstrahlung ist ein Hinweis darauf, dass eine Verstärkung des Präzessionszustandes der Magnetisierung erreicht wird. Die Verbreiterung des Peaks zeigt, dass es möglich ist die Präzession in einem breiteren Magnetfeldbereich anzuregen. Dies ist vergleichbar mit dem Verhalten von zwei Spin-Torque Generatoren, die wechselseitig gekoppelt sind [139, 140].

Im Laufe der Untersuchung der (Co/Ni)-(Co/Pt)-Säulenstrukturen kam die Frage

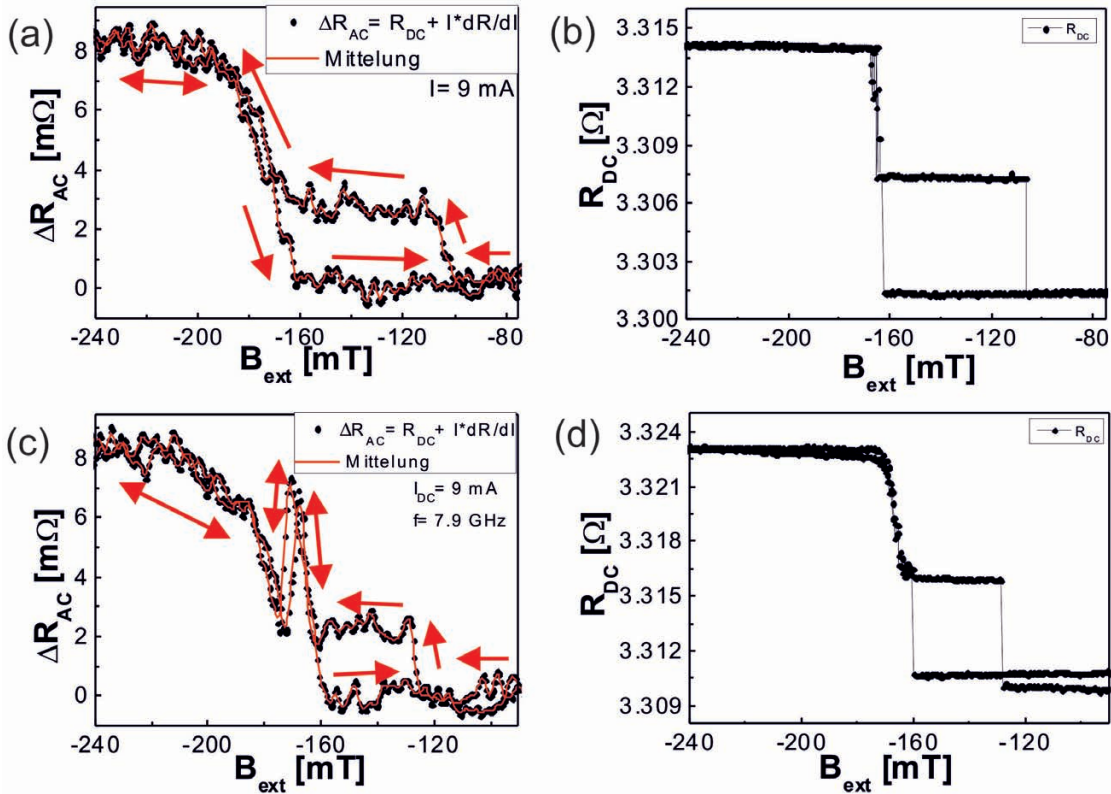


Abbildung 4.7: Die (a) AC-Widerstandsänderung und die (b) DC-Widerstandsänderung bei  $I_{\text{DC}} = 9$  mA und die (c) AC-Widerstandsänderung [32] und die (d) DC-Widerstandsänderung bei  $I_{\text{DC}} = 9$  mA mit eingestrahelter Mikrowelle bei der Frequenz  $f=7.9$  GHz als Funktion des senkrecht angelegten externen Magnetfeldes.

auf, ob der Bereich des stetigen Präzessionszustandes durch Mikrowelleneinstrahlung vergrößert werden kann. Also ob in einem Bereich, in dem kein reversibler

Prozess stattfindet, mittels Mikrowelleneinstrahlung ein reversibler Prozess erzeugt werden kann. In Abbildung 4.7 ist die AC-Widerstandsänderung als Funktion des extern angelegten Magnetfeldes (a) und (b) ohne Mikrowelleneinstrahlung und (c) und (d) mit Mikrowelleneinstrahlung bei  $f=7.9$  GHz bei einem festen DC-Strom von  $I_{DC} = 9$  mA zu sehen. In Abbildung 4.7 (a) ist ein Zustand kurz vor dem kritischen Strom für den stetigen Präzessionszustand dargestellt. Die Hysterese ist weitestgehend geschlossen. Der offene Teil der Hysterese ist auf das Layout der Säulenstruktur zurückzuführen. Diese ist elliptisch und daher können dort Domänen auftreten, welche den offenen Teil der Hysterese [138, 141] erzeugen. Zur Bestätigung des beobachteten Verhaltens wird zusätzlich der DC-Widerstand in Abbildung 4.7 (b) gezeigt. Hier ist ersichtlich, dass es sich immer noch um einen hysteretisches Verhalten handelt. Denn der scharfe Umschaltprozess ist nun deutlich zu sehen. Zudem kann hier genauso der offene Teil der Hysterese beobachtet werden.

Wenn nun wie in Abbildung 4.7 (c) die gleiche Messung unter Mikrowelleneinstrahlung erfolgt, entsteht ein Peak auf dem geschlossenen Teil der Hysterese. Dies zeigt, dass die Mikrowellenanregung dazu benutzt werden kann, die Präzession der Magnetisierung zu unterstützen und den kritischen Strom zu reduzieren. Dass es sich tatsächlich um einen reversiblen Präzessionszustand handelt, kann mit Betrachtung des DC-Widerstandes in Abbildung 4.7 (d) bestätigt werden. In dem Bereich, in dem der Peak auf der Hysterese auftritt, ist kein scharfer Schaltübergang mehr zu sehen, sondern ein stetiger, reversibler Prozess.

### 4.1.3 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit mikromagnetischen Simulationen

Zum besseren Verständnis der Präzessionszustände, welche in Abbildung 4.6 (b) beobachtet werden können, wurden OOMMF-Berechnungen durchgeführt. Damit ein frequenzabhängiges Spektrum errechnet werden kann, wird der in Kapitel 3.5 vorgestellte erste Ansatz angewandt. Die normalen Moden der elliptisch geformten Säulenstruktur wurden bei einem festgelegten magnetischen Feld von  $B = -190$  mT, welches senkrecht zur Schichtebene (z-Richtung) angeordnet war, berechnet. Dieses entspricht auch dem beim Experiment angelegtem Feld. Zusätzlich wurde ein kleines magnetische Feld von 1 mT in x-Richtung angelegt (z.B. in

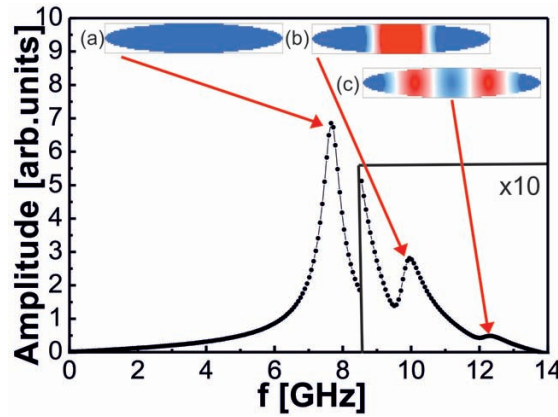


Abbildung 4.8: OOMMF-Simulation der Amplitude als Funktion der Frequenz, der Bereich von 8,5 GHz bis 14 GHz ist 10-fach vergrößert dargestellt. Verbildlichung der verschiedenen Magnetisierungszustände in einer Momentaufnahme an Stelle der Maxima der Amplitude (a) uniforme mode und (b) und (c) Spinwellen-Moden[32].

der Schichtebene entlang der langen Achse der elliptischen Säulenstruktur). Dies erzeugt eine kleine Abweichung der Magnetisierung von der Filmnormalen. Nachdem der Sättigungszustand erreicht ist, wurde das kleine magnetische Feld wieder entfernt und eine zeitliche Entwicklung der Magnetisierungspräzession wurde errechnet. Auf das dadurch entstandene Spektrum ist eine Fourier-Transformation durchgeführt worden. Dies führt zu einem Spektrum der berechneten Moden als Funktion der Frequenz, wie es in Abbildung 4.8 zu sehen ist. Wichtig ist, dass hier kein Spin-Torque Term in die Berechnung eingeschlossen wurde.

Abbildung 4.8 zeigt die Signalamplitude in Abhängigkeit von der Mikrowellenfrequenz. Deutlich zu sehen ist die Hauptmode in dem Spektrum sowie seitlich versetzt zwei kleinere Moden bei höheren Frequenzen. Zur besseren Darstellung wurden diese beiden Moden mit einem Faktor von 10 multipliziert, da diese im Vergleich zur Hauptmode eine erheblich geringere Intensität aufweisen. Für jede Mode ist eine Momentaufnahme des Magnetisierungszustandes innerhalb der Säulenstruktur, für die zugehörige Frequenz, an Stelle des Maximums der Amplitude dargestellt [Abb. 4.8 (a)-(c)]. Die verschiedenen Farben innerhalb der Darstellung zeigen die Abweichungen vom Gleichgewichtszustand (z-Richtung). Rot steht für eine dynamische Komponente entlang der +x-Richtung in der Filmebene

und blau zeigt eine Abweichung entlang der -x-Richtung. Demzufolge zeigen die blauen und roten Stellen Spins, die  $180^\circ$  aus der Phase präzedieren.

Für die Hauptmode (s. Abb. 4.8 (a)) präzedieren alle magnetischen Momente in Phase, sichtbar durch die homogene blaue Einfärbung. Die Momentaufnahme der ersten kleineren Mode aus dem Spektrum (s. Abb. 4.8 (b)) weist zwei Knotenpunkte (weisse Bereiche) auf, welche eine Phasenverschiebung der Präzession entlang der x-Richtung implizieren. Dies wird verdeutlicht durch die Farbwechsel von blau zu rot und dann wieder zu blau. Gemäß der Geometrie handelt es sich um sogenannte Forward-Volumenmoden, für die der Wellenvektor  $k$  in der Ebene entlang der langen Achse der elliptischen Probe orientiert ist, wohingegen die Gleichgewichtsmagnetisierung senkrecht zur Filmmormalen ausgerichtet ist [142]. Die Momentaufnahme der zweiten kleineren Mode (s. Abb. 4.8 (c)) zeigt vier Knotenpunkte (weiße Bereiche).

Das berechnete Spektrum entspricht dem aus der Abbildung 4.6 (b) der experimentellen Daten. Die uniforme Mode entsteht bei derselben Frequenz wie im Experiment ( $f = \omega/2\pi = 7.7$  GHz), allerdings erscheinen die Spin-Wellen-Anregungen bei höheren Frequenzen. Ihre Frequenzen liegen bei 10.0 und 12.3 GHz und weichen damit von den Positionen der experimentell bestimmten Frequenzen ab, jedoch ist das qualitative Bild beider Spektren ähnlich.

Die folgenden Parameter wurden zur Berechnung des Spektrums aus Abbildung 4.8 benutzt. Die uniaxiale, aus der Ebene zeigende, Anisotropie beträgt hierbei  $K_{2\perp} = 2.23 \times 10^5 \frac{J}{m^3}$  und die Sättigungsmagnetisierung  $M_S = 617 \times 10^3 \frac{A}{m}$ . Ein gyromagnetisches Verhältnis von  $\gamma = 175.87 \frac{GHz}{T}$  und ein Gilbert Dämpfungsparameter von  $\alpha = 0.1$  (entnommen aus [21]) wurden angenommen. Da dieses Probensystem nicht in unserer Arbeitsgruppe hergestellt wurde und daher auch keine charakterisierenden Untersuchungen möglich waren, musste sich auf Parameter aus Veröffentlichungen zu diesem System gestützt werden [18, 31, 143]. Jedoch nicht nur damit sind die Abweichungen zwischen Simulation und Experiment zu erklären. Die genaue Form der Probe konnte nicht in die Simulation eingebunden werden, daher wird hier eine perfekt geformte Ellipse angenommen, die jedoch von der realen Probenform abweicht. Eine Bestimmung der realen Probenform war nicht möglich, da die Proben schon mit Kontakten versehen waren und daher eine Untersuchung mit dem REM oder anderen Hilfsmitteln nicht mehr möglich war. Vorhandene Bilder sind für Säulenstrukturen mit anderen Dimensionen ohne

Kontaktierung, aber daher nicht vergleichbar. Die Ellipsenform ist jedoch deutlich zu sehen. Bei den vorhandenen Bildern zeigt sich, dass Einkerbungen in der Mitte der langen Achse der Ellipse auftreten können, welches eine Domänenbildung innerhalb der Struktur begünstigt.

#### 4.1.4 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit makromagnetischen Simulationen

Zum besseren Verständnis der Dynamik des Probensystems wird ihr zugehöriges Strom-über-Feld-Phasendiagramm berechnet. Dabei wird das Phasendiagramm durch Lösen der nicht linearisierten Landau-Lifshitz-Gilbert-(LLG)-Gleichung mit dem Spin-Torque Beitrag ermittelt. Die Gleichung setzt sich wie folgt zusammen [10]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left( \vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} - \frac{\gamma\beta}{M_S} \vec{M} \times \left( \vec{M} \times \vec{p} \right). \quad (4.1)$$

Bei  $M_S$  handelt es sich um die Sättigungsmagnetisierung,  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  ist das gyromagnetische Verhältnis, wobei  $g$  der g-Faktor ist und  $\alpha$  der Gilbert-Dämpfungsparameter. Es wird ein Koordinatensystem gewählt, in dem die z-Achse des Koordinatensystems der Richtung der Filmmormalen entspricht. Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung 4.1 beschreibt die Präzession des Makrospins, getrieben durch das effektive Feld  $B_{eff}$ . Das effektive Feld ist gegeben durch das extern angelegte magnetische Feld  $B$ , in dieses ist das durch den Polarisator erzeugte Streufeld (bei 30 mT) und die effektive Magnetisierung der Probe  $M_{eff} = 2K_{2\perp}/M_S - N\mu_0 M_S$  eingeschlossen. Während die Formanisotropie  $N\mu_0 M_S$  immer eine leichte Achse in der Ebene der Säulenstruktur bevorzugt. Hingegen verhält sich das intrinsische aus der Ebene zeigende Anisotropiefeld  $2K_{2\perp}/M_S$  so, dass mit einem positiven  $2K_{2\perp}$  die Formanisotropie kompensiert wird. Dadurch wird eine aus der Ebene zeigende leichte Richtung der Magnetisierung stabilisiert, wie es für (Co/Ni)-Multilagen beobachtet wird. Details für die Wechselwirkung zwischen den beiden Beiträgen zu  $M_{eff}$  und ihren Abhängigkeiten von den Wachstumsbedingungen für dünne Filme wird in [88] ausführlich diskutiert.

Für die Berechnung von Abbildung 4.9 wurden die gleichen Parameter wie in der OOMMF-Berechnung benutzt, nur die uniaxiale aus der Ebene zeigende Anisotropie hat einen abweichenden Wert von  $K_{2\perp} = 2.35 \times 10^5 \frac{J}{m^3}$ . Dieser ist 5 %

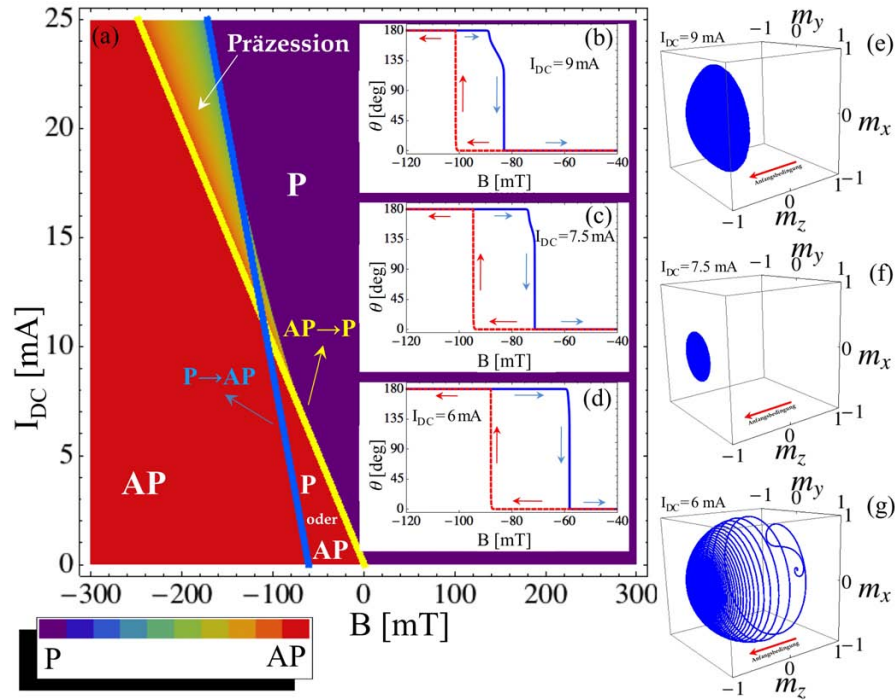


Abbildung 4.9: (a) Phasendiagramm für den DC-Strom  $I_{DC}$  als Funktion des externen Magnetfeldes  $B$  für die stabile parallele Konfiguration **P** der (Co/Ni)-Lage und des Polarisators, der stabilen antiparallelen Konfiguration **AP**, dem stetigen Präzessionszustandes und dem bistabilen Bereich. Das Letztere beschreibt das hysteretische Schalten zwischen der **P**- und **AP**-Konfiguration. (b)-(d) Die Feldabhängigkeit des aus der Ebene zeigendem Gleichgewichtswinkels  $\theta$  von der (Co/Ni)-Magnetisierung für verschiedene (feste) DC-Ströme: (b)  $I_{DC} = 9$  mA, (c)  $I_{DC} = 7.5$  mA und (d)  $I_{DC} = 6$  mA. Die durchgängigen und gestrichelten Linien zeigen die Richtung des externen Feldes an, als zusätzliche Hilfe sind Pfeile eingezeichnet. (e)-(g) Die Trajektorie der (Co/Ni)-Magnetisierung für die drei Stromwerte. Das externe Feld für diese Berechnung ist (e)  $B = -83$ , (f)  $-73$  und (g)  $-54$  mT. Die z-Richtung ist so gewählt, dass sie parallel zur Filmnormale liegt. [32]

grösser als derjenige aus der OOMMF-Berechnung. Zusätzlich sei hier angemerkt, dass die kleineren lateralen Dimensionen der elliptischen (Co/Ni)-Lage zur Reduzierung des Entmagnetisierungsfaktors  $N_z \approx 0.94$  im Vergleich zu dem von Filmen führt [144].

Der zweite Term auf der rechten Seite der Gleichung 4.1 ist der Gilbert-Dämpfungs-term mit dem phänomenologischen Dämpfungsparameter  $\alpha$ . Der letzte Term beschreibt den Beitrag des Spin-Torques wie durch Slonczewski [10] eingebracht mit

$$\beta = \frac{\hbar g_P I_{DC}}{2 |e| M_S d V}, \quad (4.2)$$

wobei  $d$  die Schichtdicke ist,  $I_{DC}$  ist der Strom welcher als positiv definiert ist, wenn die Elektronen vom Polarisator der (Co/Ni)-Lage kommen, und  $g_P = 1 / \left( -4 + \frac{(3+m_z)(1+P)^3}{4P^{3/2}} \right)$  ist die Polarisationsfunktion. Hier sollte noch erwähnt werden, dass der Slonczewski-Term zweierlei Effekte haben kann. Der Term kann zu einer zusätzlichen Dämpfung des Systems oder zu einem Beitrag der Präzession führen, welche die Magnetisierung antreibt. Dies ist bei  $\beta > 0$  oder  $\beta < 0$  der Fall und wird gezeigt in [145].

Nachdem Gleichung 4.1 gelöst wurde, wird der folgende Satz an nicht linearen Gleichungen erhalten, welcher die Zeitentwicklung der Komponenten des Magnetisierungseinheitsvektors  $m_i = M_i/M_S$  beschreibt:

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= \alpha (m_y \dot{m}_z - m_z \dot{m}_y) - \gamma m_y (B + M_{eff} m_z) - \gamma \beta m_x m_z, \\ \dot{m}_y &= \alpha (m_z \dot{m}_x - m_x \dot{m}_z) - \gamma m_x (B + M_{eff} m_z) - \gamma \beta m_y m_z, \\ \dot{m}_z &= \alpha (m_x \dot{m}_y - m_y \dot{m}_x) - \gamma \beta (m_z^2 - 1). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Wenn nun die Ausdrücke für  $\dot{m}_x$  und  $\dot{m}_y$  in die Gleichung für  $\dot{m}_z$ , welche durch Gleichung 4.3 gegeben sind, einsetzt und unter Berücksichtigung, dass  $\vec{m} \cdot \dot{\vec{m}} = 0$  ist, wird folgende Gleichung erhalten:

$$\dot{m}_z [1 - \alpha^2 (m_z^2 - 1)] = \alpha^2 m_z (m_x \dot{m}_x - m_y \dot{m}_y) - \gamma (m_z^2 - 1) [\beta + \alpha (B + M_{eff} m_z)]. \quad (4.4)$$

Aus der Berechnung der Ableitungen

$$\frac{d}{dt} (m_x^2 + m_y^2) = 2 (m_x \dot{m}_x + m_y \dot{m}_y) \quad (4.5)$$

und

$$\frac{d}{dt} (m_x^2 + m_y^2) = \frac{d}{dt} (1 - m_z^2) = -2 m_z \dot{m}_z, \quad (4.6)$$



folgt, dass  $m_x \dot{m}_x + m_y \dot{m}_y = m_z \dot{m}_z$  ist. In diesem Fall kann Gleichung 4.4 dann geschrieben werden als:

$$\dot{m}_z [1 - \alpha^2 (m_z^2 - 1)] = -\alpha^2 m_z^2 \dot{m}_z - \gamma (m_z^2 - 1) [\beta + \alpha (B + M_{eff} m_z)] \quad (4.7)$$

oder als

$$\dot{m}_z (1 + \alpha^2) = -\gamma (m_z^2 - 1) [\beta + \alpha (B + M_{eff} m_z)]. \quad (4.8)$$

Dadurch ergibt sich folgende Formel für  $\dot{m}_z$ :

$$\dot{m}_z = \frac{\gamma (1 - m_z^2) [\beta + \alpha (B + M_{eff} m_z)]}{1 + \alpha^2}. \quad (4.9)$$

Aus dieser Gleichung können die statischen Lösungen für  $d(m_z)/dt = 0$  bestimmt werden, welche dann zum Einen  $m_z = \pm 1$  ist und zum Anderen  $\beta + \alpha (B + M_{eff} m_z)$ . Aus der vorherigen Gleichung können die kritischen Ströme entnommen werden, die das B- $I_{DC}$ -Phasendiagramm in separate Regionen einteilen, in denen die parallelen oder antiparallelen Zustände ihre Stabilität verlieren,

$$\begin{aligned} I_{DC}^P &= -\frac{2|e|M_S V \alpha}{h g_P(1)} (B + M_{eff}), \\ I_{DC}^{AP} &= -\frac{2|e|M_S V \alpha}{h g_P(-1)} (B + M_{eff}). \end{aligned} \quad (4.10)$$

Dieselben kritischen Regionen erhält man auch in [31]. Die kritischen Ströme werden in Abbildung 4.9 (a) gezeigt. Hierbei ist  $I_{DC}^P$  mit einer blauen Linie dargestellt und  $I_{DC}^{AP}$  mit einer gelben Linie. Die Kurven haben verschiedene Steigungen aufgrund der Abhängigkeit des Spin-Torque Polarisationsfaktors  $g_P$  von der Magnetisierung. Diese Tatsache gewährleistet, dass sich beide Kurven an einem kritischen Punkt  $(B^*, I_{DC}^*)$  kreuzen. Dort gilt  $I_{DC}^P = I_{DC}^{AP}$ , oberhalb dessen existiert kein hysteretisches Verhalten. Das kritische Feld und der kritische Strom sind gegeben durch

$$\begin{aligned} B^* &= -M_{eff} \frac{g_P(-1) + g_P(1)}{g_P(-1) - g_P(1)}, \\ I_{DC}^* &= \frac{4|e|M_S V \alpha M_{eff}}{h [g_P(-1) - g_P(1)]}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Für Ströme über diesen Grenzwert entstehen Präzessionszustände in einem kleinen Feldfenster, welche mit dem Strom ansteigen. Die Präzession zeichnet sich aus

durch einen stabilen Wert von  $m_z$ , welche eine Lösung sein müssen von

$$m_z = \frac{B}{M_{eff}} - \frac{hg_P(m_z) I_{DC}}{2|e| M_S V \alpha M_{eff}} \quad (4.12)$$

oder

$$m_z = \frac{B}{M_{eff}} - \frac{2g_P(m_z)}{(g_P(-1) - g_P(1))} \frac{I_{DC}}{I_{DC}^*}. \quad (4.13)$$

Diese Lösung ist nur gültig für Ströme oberhalb von  $I_{DC}^*$  und für Felder innerhalb der Präzessionsregion.

In Abbildung 4.9 (a) ist das resultierende Phasendiagramm zu sehen, welches aus der Lösung der vorherigen Gleichungen, für verschiedene Strom- und Magnetfeldkombinationen, entsteht. Die Werte im Diagramm sind dargestellt für positive Ströme und negative und positive Feldrichtungen. Das Resultat zeigt vier verschiedene Regionen in dem Phasendiagramm. Zunächst ist die stabile parallele Konfiguration P zwischen der (Co/Ni)-Lage und dem Polarisator zu sehen (lila eingefärbt). Zudem gibt es die stabile antiparallele Konfiguration AP, welche rot eingefärbt ist und durch die blaue und gelbe Linie begrenzt wird. Zusätzlich gibt es den Bereich des Präzessionszustandes (gelb-grün eingefärbt), der im oberen Bereich des Phasendiagramms durch eine gelbe und blaue Linie eingeschlossen wird. Abschliessend gibt es den bistabilen Bereich, der im unteren Teil des Phasendiagramm zu sehen ist. Dort kann sowohl eine parallele als auch eine antiparallele Konfiguration der beiden Magnetisierungen angenommen werden. Mit diesem Bereich kann auch das hysteretische Schalten zwischen der P- und AP-Konfiguration beschrieben werden. Die Ergebnisse für eine gegebene Strom-Feld Kombination sind ebenso gezeigt in Abbildung 4.9 (e)-(g). Um die grafische Darstellung zu erstellen, wurden die drei Magnetisierungskomponenten  $m_i$  (s. Gleichung 4.3) berechnet, welche dann die Trajektorie des Magnetisierungsvektors beschreibt. Die z-Richtung ist so gewählt, dass sie senkrecht zu der Lage der Säulenstruktur liegt. Die x- und y-Komponente ist in der Ebene des (Co/Ni)-Films orientiert.

Für  $I_{DC} = 6$  mA (s. Abb. 4.9 (g)) und  $B = -54$  mT beginnt die (Co/Ni)-Magnetisierung von seiner Anfangsorientierung parallel zum Polarisator (z.B. parallel zur z-Richtung) zu einer stabilen antiparallelen Anordnung zu präzedieren. Bei diesem Stromwert wird das strominduzierte Schalten der (Co/Ni)-Magnetisierung erwartet.

Im Gegensatz dazu zeigen Abbildung 4.9 (e) und (f) die Situation für höhere Strom-

werte von  $I_{DC} = 7.5$  mA bei  $B = -73$  mT und von  $I_{DC} = 9$  mA bei  $B = -83$  mT, hier wird eine stetige Präzession angeregt. Der Öffnungswinkel dieser Präzessionen ist abhängig von der Grössenordnung des Magnetfeldes und des DC-Stroms.

Das komplette Phasendiagramm setzt sich aus Berechnungen der Trajektorien für verschiedene Strom-Feld-Werte zusammen. Stabile parallele und antiparallele Orientierungen der (Co/Ni)-Lage und des Polarisators sind mit A und AP bezeichnet. Im Falle des hysteretischen Schaltens wird erwartet, dass es Strom-Feld-Werte gibt, bei denen beide Orientierungen stabil sind. Dies ist abhängig von der Vorgeschichte der Probe (Aufmagnetisierungsrichtung etc.). Die Grenze zwischen dem bistabilen Bereich und dem Bereich, entweder mit einer stabilen parallelen oder stabilen antiparallelen Ausrichtung, wird gekennzeichnet durch die blaue und gelbe Linie im Phasendiagramm, welche mittels der Gleichung 4.3 (detaillierte Rechnung s. weiter oben) berechnet wurde. Wenn der komplette externe Magnetfeldbereich  $B$  durchgeföhren wird, kann bei  $I_{DC} = 0$  eine klassische feldgetriebene Hysterese beobachtet werden. Die beiden Koerzitivfelder sind durch das Streufeld des Polarisators, welches am Ort der Schaltschicht ca. 30 mT beträgt, zu negativen Feldwerten verschoben. Wie im Phasendiagramm zu sehen ist, führt dies zu Koerzitivfeldern von -80 mT und +20 mT. Bei Erhöhung des DC-Stroms verschiebt sich die feldgetriebene Hysterese weiter zu negativen Feldern und die Koerzitivität nimmt ab. Dieses Verhalten stimmt überein mit den Beobachtungen aus dem Experiment, zu sehen in Abbildung 4.3 (a) und (b).

Bei  $I_{DC} = 7 - 8$  mA prognostizieren die Berechnungen einen stetigen Präzessionszustand der (Co/Ni)-Magnetisierung um die Filmnormale wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist. Der Bereich im Phasenraum, für den ein stetiger Präzessionszustand bei negativen externen Magnetfeldern möglich wird, wächst für höhere Ströme.

Ausserdem zeigt Abbildung 4.9 (b)-(d) –für die gleichen Stromwerte zur Berechnung der Trajektorien– die Feldabhängigkeit des aus der Ebene zeigenden Polariswinkels  $\theta$ . Während sich für einen DC-Strom  $I_{DC} = 6$  mA eine Formänderung der Hysterese zwischen  $0^\circ$  (parallele Anordnung) und  $180^\circ$  (antiparallele Anordnung) zeigt, existiert für höhere Stromwerte von  $I_{DC} = 7.5$  und 9 mA ein schmaler Feldbereich für den stabile Werte für den Winkel  $\theta$ , zwischen der parallelen und antiparallelen Orientierung, erlaubt sind. Die Winkel entsprechen dem stetigen Präzessionszustand. Die grafische Darstellung dieser Abhängigkeit zusammen mit dem Phasendiagramm zeigt, dass für  $7 < I_{DC} < 12$  mA die Präzession nur angeregt

werden kann, wenn das magnetische Feld als Startwert negative Felder aufweist (s. Abb. 4.9 (b)-(d)). Im Gegensatz dazu kann die Präzession oberhalb von 12 mA für beide Durchlaufrichtungen des angelegten Magnetfeldes beobachtet werden.

In diesem Zusammenhang sind Anmerkungen hinsichtlich thermischer Fluktuationen zu machen, denn diese haben einen deutlichen Einfluss auf die kritischen Ströme des Phasendiagramms. Eine Verschiebung der hysteretischen und nicht hysteretischen Bereiche, so dass solche Grenzen eine Messunsicherheit von einem Grad haben [146]. Der Haupteffekt ist, dass thermische Fluktuationen Wechsel zwischen magnetischen Zuständen verursachen. Deshalb ist die Breite des hysteretischen Bereichs abhängig von der Temperatur [146]. Solche finiten Temperatureffekte können untersucht werden mit statistischen Beschreibungen oder durch Hinzufügen eines willkürlichen Feldes zusätzlich zum effektiven Feld. Dies ändert die theoretische Analyse von einer deterministischen Studie zu einer statistischen [146]. Hier wurden solche Effekte in den Berechnungen vernachlässigt.

## 4.2 Elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz eines einzelnen Permalloy-Streifens

Als Probensystem wurden polykristalline Permalloy-Leiterbahnen untersucht. Aufgrund der Polykristallinität kann ein Einfluss der Kristallanisotropien ausser Acht gelassen werden. Als einzige Anisotropie muss die Formanisotropie berücksichtigt werden. An vergleichbaren Strukturen wurden schon zuvor vielfach Magnetowiderstandsmessungen durchgeführt [124, 147, 148]. Da für die Bestimmung der ferromagnetischen Resonanz mittels DC elektrischer Detektion in diesem Fall der AMR-Widerstand ausgenutzt wird, eignet sich dieses System besonders für solche Messungen.

### 4.2.1 Magnetowiderstandsmessungen an einzelnen Py-Leiterbahnen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die DC elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz Leiterbahnen mit verschiedenen Dimensionen untersucht. Um ihre Eignung für die Messungen zu bestätigen wurden zuvor Magnetowiderstandsmessungen an jeder untersuchten Leiterbahn durchgeführt. Damit war es möglich, den AMR-Effekt zu verifizieren und somit zu zeigen, dass DC elektrisch detektierte Messungen der ferromagnetischen Resonanz möglich sind.

#### 4.2.1.1 Magnetowiderstandsmessungen an einer 50 $\mu\text{m}$ breiten Leiterbahn

Für die DC elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz mittels des koaxialen Kurzschlusskabels (s. Kap. 3.4.2) sind Leiterbahnen mit einer Breite von 50  $\mu\text{m}$  und einer Länge von 400  $\mu\text{m}$  untersucht worden, die mit Zwei-Schritt-EBL hergestellt wurden. Die Schichtdicke der Permalloyleiterbahn beträgt 20 nm und ist mit einer 2 nm dicken Platin-Schicht abgedeckt. Die Goldkontakte haben eine Schichtdicke von 100 nm.

Bei der Messung der ferromagnetischen Resonanz mittels eines koaxialen Kurzschlusskabels ist es möglich, in drei verschiedenen Messgeometrien zu messen. In Abbildung 4.10 (a) ist eine Permalloy-Leiterbahn mit ihren zugehörigen Goldzuleitungen zu sehen. Ausserdem sind in Abbildung 4.10 (b) bis (d) zusätzlich die jeweilig möglichen Messgeometrien eingezeichnet. Das hochfrequente Magnetfeld  $b_{hf}$

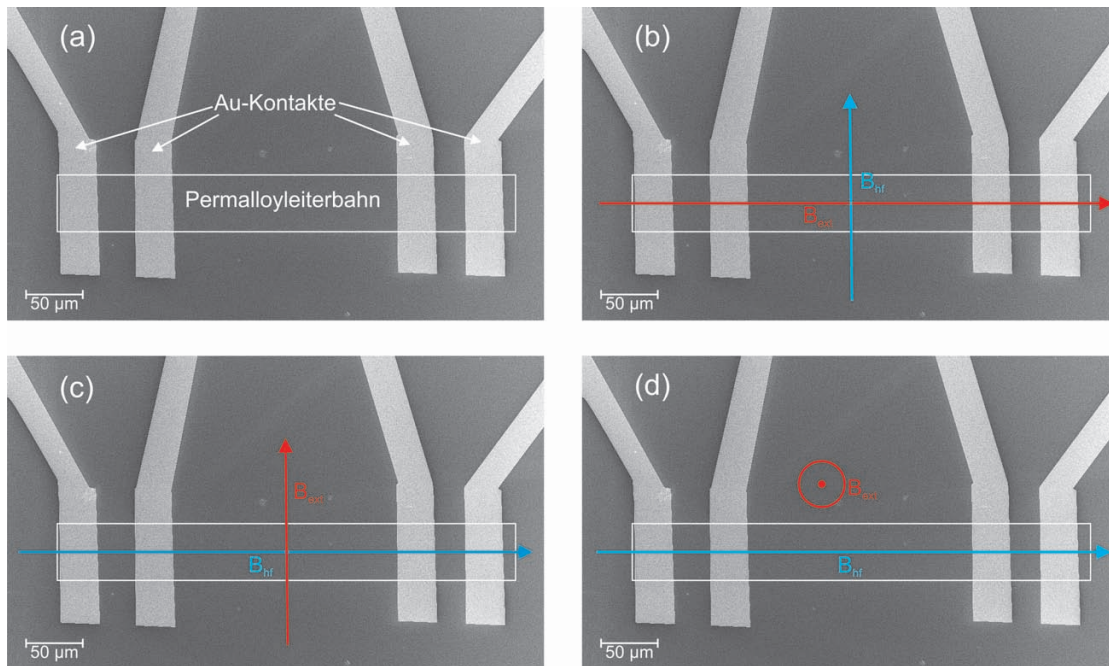


Abbildung 4.10: (a) Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer 50  $\mu\text{m}$  breiten Permalloy-Leiterbahn auf einem GaAs-Substrat und deren DC-Kontakte mit der Darstellung der möglichen Messgeometrien, wobei das hochfrequente Magnetfeld  $B_{hf}$ , erzeugt durch die Mikrowelle, immer in der Probenebene liegt. Dazu senkrecht ausgerichtet ist das externe Magnetfeld  $B_{ext}$  (b) in der Ebene parallel zur langen Leiterbahnachse, (c) in der Ebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse und (d) senkrecht zur Ebene orientiert.

(Mikrowellenfeld) (blau), erzeugt durch die Mikrowelle, liegt immer in der Probenebene, was daran liegt, dass sich das Mikrowellenfeld um den Kurzschluss herum ausbildet. Dazu immer senkrecht ausgerichtet ist das externe Magnetfeld  $B_{ext}$  (rot). Dieses externe Magnetfeld kann sowohl in der Probenebene entweder entlang der langen Leiterbahnachse (Abb. 4.10 (b)) oder senkrecht zur langen Leiterbahnachse (Abb. 4.10 (c)), sowie auch senkrecht zur Probenebene (Abb. 4.10 (d)) orientiert werden.

Der Widerstand ist bei nicht zu grossen Magnetfeldern und in Abwesenheit von Domänen im Wesentlichen durch den anisotropen Magnetowiderstand gegeben. Er

ist hier abhängig von der relativen Orientierung der magnetischen Momente in der Leiterbahn und der Stromrichtung (s. Kap. 2.2.1). Zur Verdeutlichung werden im Weiteren solche Magnetowiderstandsmessungen an einzelnen Leiterbahnen in den entsprechenden Geometrien gezeigt.

In Abbildung 4.11 (a) ist der Magnetowiderstand in Abhängigkeit des extern ange-

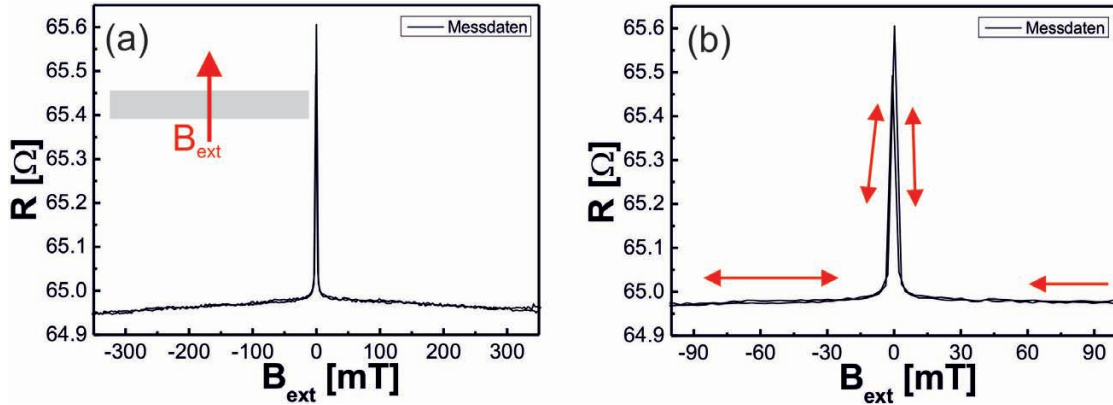


Abbildung 4.11: Magnetowiderstand in Abhängigkeit des extern angelegten Magnetfeldes (a) über einen grossen Feldbereich. Das externe Magnetfeld ist senkrecht zur langen Leiterbahnachse in der Ebene angelegt. In (b) ist das gleiche Spektrum zu sehen in einem verkleinerten Feldbereich, die roten Pfeile verdeutlichen die Feldvariationsrichtung.

legten Magnetfeldes gezeigt. Das externe Magnetfeld ist in der Ebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert. Die Messung wurde für  $B_{ext} = +350$  bis  $-350$  mT und zurück durchgeführt. Abbildung 4.11 (b) zeigt die gleiche Messung in einem kleineren Feldbereich zur besseren Sichtbarkeit der Sättigung. Bei näherer Betrachtung der Messung wird von  $B_{ext} = 0$  T ausgegangen. An diesem Punkt sind alle magnetischen Momente mehr oder weniger entlang der langen Leiterbahnachse ausgerichtet, da die Vorzugsrichtung der magnetischen Momente die leichte Richtung ist. Diese liegt entlang der langen Leiterbahnachse. Typisch für den AMR ist, der bei paralleler Ausrichtung zwischen Magnetisierung und Strom, hohe Widerstand. Der maximale Widerstand liegt bei  $R = 65.60 \Omega$ . Wenn die Messung bis zu  $B_{ext} = 350$  mT weiter verfolgt wird, wird eine Widerstandsabnahme mit zunehmendem Feld beobachtet. Die magnetischen Momente richten sich also in Richtung des externen Magnetfeldes aus. Wenn eine senkrechte Ausrichtung zwischen der

Magnetisierung und dem Strom erreicht wird, wird der Widerstand minimal. Dabei geht die Widerstandsänderung in einen sättigungsähnlichen Zustand über. Statt einer vollständigen Sättigung wird weiterhin eine nahezu lineare Widerstandsabnahme beobachtet. Daraus kann geschlossen werden, dass es noch weitere Widerstandsbeiträge gibt. Nahe liegend ist hier der Spin-Disorder-Magnetowiderstand, dabei wird die Spin-Flip-Streuung durch das externe Magnetfeld unterdrückt und führt zu einer weiteren Abnahme des Widerstandes [150]. Bei einem Feld von  $B_{ext} = 350 \text{ mT}$  wird nun die Sättigung des Widerstandes angenommen, die hier einen Wert von  $R = 64.95 \text{ } \Omega$  hat. Dies ergibt eine Widerstandsänderung von  $\Delta R = 0.65 \text{ } \Omega$  und eine relative Widerstandsänderung von  $\frac{\Delta R}{R} = 1.00 \cdot 10^{-2}$ , damit hat der AMR-Effekt eine Grösse von 1 %. In der Literatur wird der AMR-Effekt für Py im Bereich von 0.2 % und 1.17 % [149] angegeben, was gut mit dem erhaltenen Wert übereinstimmt.

In Abbildung 4.12 ist eine Magnetowiderstandmessung mit senkrecht zur Probe-

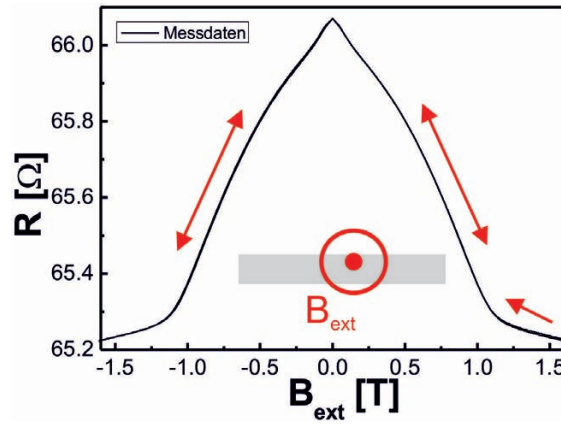


Abbildung 4.12: Magnetowiderstand in Abhängigkeit des extern angelegten Magnetfeldes, welches senkrecht zur Ebene angelegt ist. Die roten Pfeile verdeutlichen die Feldvariationsrichtung.

nebene orientiertem externen Magnetfeld zu sehen, die Messung wurde für Magnetfelder von  $B_{ext} = +1.6$  bis  $-1.6 \text{ T}$  und zurück durchgeführt. Auch hier kann die Messung zunächst bei  $B_{ext} = 0 \text{ T}$  betrachtet werden, erneut sind alle magnetischen Momente mehr oder weniger entlang der langen Leiterbahnachse orientiert und der Widerstand ist maximal mit einem Wert von  $R = 66.1 \text{ } \Omega$ . Mit zunehmen-



dem Magnetfeld wird eine Abnahme des Widerstandes beobachtet. Diese ist auf kohärente Drehung der magnetischen Momente im externen Magnetfeld zurück zu führen. Schliesslich geht die Widerstandsänderung in einen sättigungsähnlichen Zustand über. Die Sättigung wird nicht vollständig erreicht, sondern es wird auch hier weiterhin eine nahezu lineare Widerstandsabnahme beobachtet. Wie zuvor ist als zusätzlicher Widerstandsbeitrag der Spin-Disorder-Magnetowiderstand nahe liegend [150]. Wird nun davon ausgegangen, dass bei  $B_{ext} = \pm 1.6$  T der Sättigungswert erreicht wird, wird eine Widerstandsänderung von  $\Delta R = 0.8 \Omega$  festgestellt. Dies führt zu einer relativen Widerstandsänderung von  $\frac{\Delta R}{R} = 1.21 \cdot 10^{-2}$  und damit zu einem AMR-Effekt von 1.2 %.

Zuletzt wird in Abbildung 4.13 das Magnetowiderstandsverhalten betrachtet,

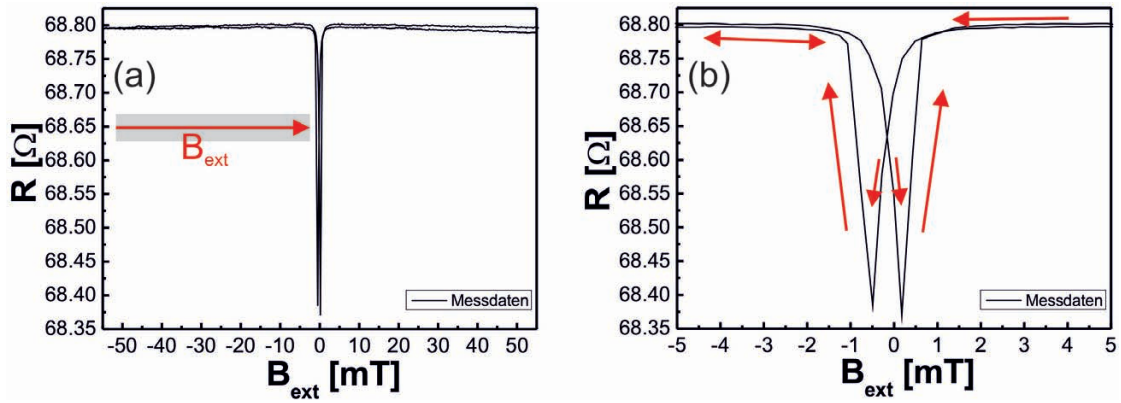


Abbildung 4.13: Magnetowiderstand in Abhängigkeit des extern angelegten Magnetfeldes (a) über einen grossen Feldbereich. Das externe Magnetfeld ist parallel zur langen Leiterbahnachse in der Ebene angelegt. In (b) ist das gleiche Spektrum zu sehen in einem verkleinerten Feldbereich, die roten Pfeile verdeutlichen die Feldvariationsrichtung.

wenn das externe Magnetfeld in der Probenebene entlang der langen Leiterbahnachse orientiert ist. Die Messung wurde für Magnetfelder von  $B_{ext} = +55$  bis  $-55$  mT durchgeführt. Da die Koerzitivfelder sehr nahe bei  $B = 0$  T liegen, wird die Messung in einem kleineren Feldausschnitt betrachtet (s. Abb. 4.13 (b)). Nun wird ersichtlich, dass das Verhalten sich zu den vorherigen Messungen unterscheidet. Die Probe wurde vor Beginn der Messung bei  $B_{ext} = 100$  mT aufmagnetisiert und anschliessend die Messung in entgegengesetzter Feldrichtung durch-

geführt. Die roten Pfeile in Abbildung 4.13 (b) verdeutlichen den Messverlauf. Mit abnehmendem Magnetfeld nimmt der Widerstand ab bis bei einer bestimmten Magnetfeldstärke ein Minimum erreicht wird, dies entspricht dem Koerzitivfeld  $B_C$ . Anschliessend steigt bei weiterer Abnahme des Magnetfeldes der Widerstand monoton an und erreicht schliesslich die Sättigung. Wenn die Magnetfeldrichtung umgekehrt wird, zeigt sich qualitativ derselbe Verlauf wie zuvor. Das Widerstandsverhalten wird auf Basis des anisotropen Magnetowiderstandes erklärt. Aufgrund der Breite der Leiterbahn liegt diese in einem Multidomänenzustand vor und die Magnetisierung ist in Remanenz vorwiegend entlang der langen Leiterbahnachse orientiert [151], jedoch gibt es dennoch transversal ausgerichtete Magnetisierungskomponenten, die eine Verringerung des Widerstandes in Remanenz erzeugen [154]. Im Verlauf der Messung bilden sich mehr transversale Magnetisierungskomponenten in geringen Magnetfeldern aus, dies führt zu einer weiteren Widerstandsabnahme. Gleichzeitig bilden sich landau-artige Domänen an den Leiterbahnenden aus, welche sich beim Erreichen der Koerzitivfeldstärke  $B_C$  lösen und die Leiterbahn durchlaufen [155]. Dadurch werden die magnetischen Momente wieder parallel zur Stromrichtung ausgerichtet, ein Widerstandsanstieg zum anfänglichen Wert ist die Folge. In Abbildung 4.13 (a) ist zu „höheren“ Feldern ein erneutes Absinken des Widerstands zu beobachten, dies deutet auf einen zusätzlichen Magnetowiderstandsbeitrag hin, den Spin-Disorder-Magnetowiderstand [156]. Ausserdem ist es möglich, dass die Leiterbahn nicht exakt parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist (Winkelgenauigkeit ungefähr  $1^\circ$ ), was auch zu einer Widerstandsabnahme führen kann [155].

Wie in Abbildung 4.13 (b) zu sehen ist, unterscheiden sich die Koerzitivfeldstärken  $B_C$  in den verschiedenen Feldrichtungen augenscheinlich mit  $B_{C+} = 0.2$  mT und  $B_{C-} = -0.5$  mT. Jedoch wird die Widerstandsänderung in Feldschritten von  $\Delta B \geq 0.3$  mT in Zeitintervallen von wenigen Sekunden gemessen, daher kann sich der Widerstand zwischen zwei Messschritten ändern und dadurch kommt der augenscheinliche Unterschied zustande [148]. Die relative Widerstandsänderung dagegen unterscheidet sich nur minimal voneinander. Die Widerstandsänderung hat den Wert  $\Delta R = 0.42 \Omega$  und daraus folgt für die relative Widerstandsänderung ein Wert von  $\frac{\Delta R}{R} = 6.10 \cdot 10^{-3}$ , was einen AMR-Effekt der Größe von 0.6 % zur Folge hat.

Der hier beobachtete Magnetowiderstandsverlauf ist stark von der Breite der Lei-

terbahn abhängig. In vorherigen Arbeiten wurde nachgewiesen, dass die Koerzitivfeldstärke mit abnehmender Leiterbahnbreite kontinuierlich ansteigt. Gleichzeitig nimmt die relative Widerstandsänderung beim Koerzitivfeld  $B_C$  ab [148]. Daher wird im weiteren Verlauf der Arbeit darauf verzichtet, alle Messgeometrien für den Nachweis des AMR's aufzuzeigen und es wird sich nur noch auf die Messgeometrie beschränkt, bei der das Magnetfeld in der Ebene und senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist.

### 4.2.1.2 Magnetowiderstandsmessungen an verschieden breiten Leiterbahn

Für die DC elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz mittels des koaxialen Kurzschlusskabels (s. Kap. 3.4.2) wurden später auch Leiterbahnen mit einer nominellen Breite von  $1\ \mu\text{m}$  und einer Länge von  $78\ \mu\text{m}$  untersucht, diese wurden mittels Zwei-Schritt-EBL hergestellt. Die Schichtdicke der Permalloyleiterbahn beträgt auch hier  $20\ \text{nm}$  und ist mit einer  $2\ \text{nm}$  dicken Platin-Schicht abgedeckt. Die Goldkontakte haben eine Schichtdicke von  $100\ \text{nm}$ .

Zusätzlich wurden für die DC elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz mittels der Anregungsstruktur auf dem Substrat (s. Kap. 3.4.1) Leiterbahnen mit verschiedenen Breiten gemessen. Schichtdicke und Länge unterschieden sich dabei nicht von der vorgestellten Leiterbahn, die Breiten variierten von nominell  $1\ \mu\text{m}$  über  $600\ \text{nm}$  zu  $300\ \text{nm}$ .

Wie zuvor beschrieben, wird nur eine Messgeometrie für die Verifizierung des AMR aufgezeigt. In Abbildung 4.14 ist der Magnetowiderstand in Abhängigkeit des extern angelegten Magnetfeldes für eine  $1.18\ \mu\text{m}$  breite Leiterbahn gezeigt. Das externe Magnetfeld ist in der Ebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert und die Messung wurde für  $B_{ext} = +200$  bis  $-200\ \text{mT}$  durchgeführt. Wie schon in Kapitel 4.2.1.1 ausführlich beschrieben, ist das beobachtete Verhalten im Kontext des anisotropen Magnetowiderstandes zu erklären. Der maximale Widerstand liegt bei  $R = 625.0\ \Omega$ . Auch hier wird erneut beobachtet, dass die Widerstandsänderung nur in einen sättigungsähnlichen Zustand übergeht. Bei einem Feld von  $B_{ext} = 200\ \text{mT}$  wird eine Sättigung des Widerstand angenommen. Mit einem Wert von  $R = 618.7\ \Omega$  ergibt dies eine Widerstandsänderung von  $\Delta R = 6.3\ \Omega$  und eine relative Widerstandsänderung von  $\frac{\Delta R}{R} = 1.02 \cdot 10^{-2}$ , damit hat der AMR-Effekt eine Grösse von ungefähr  $1\ \%$ .

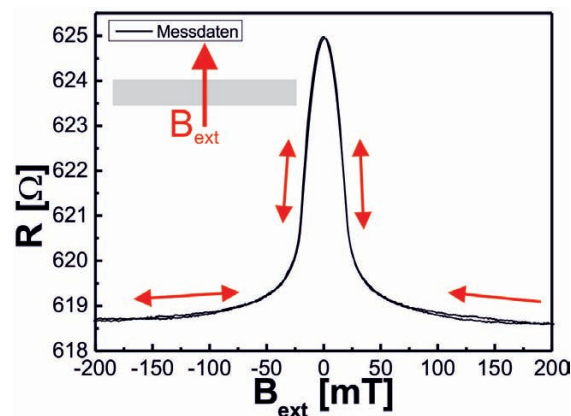


Abbildung 4.14: Magnetowiderstand in Abhängigkeit des extern angelegten Magnetfeldes für eine  $1.18 \mu\text{m}$  breite Leiterbahn, welches senkrecht zur langen Leiterbahnachse in der Ebene angelegt ist. Die roten Pfeile verdeutlichen die Feldvariationsrichtung.

In Abbildung 4.15 ist der Magnetowiderstand in Abhängigkeit des extern ange-

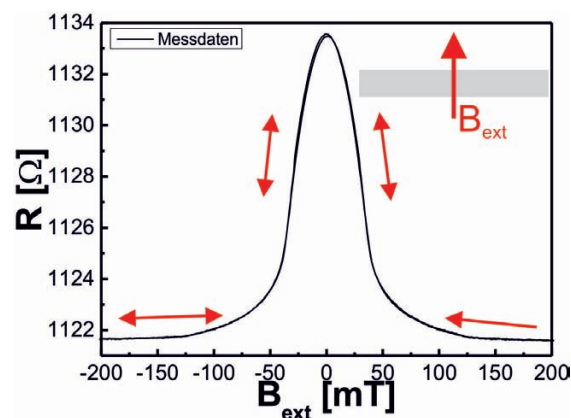


Abbildung 4.15: Magnetowiderstand in Abhängigkeit des extern angelegten Magnetfeldes für eine  $622 \text{ nm}$  breite Leiterbahn, welches senkrecht zur langen Leiterbahnachse in der Ebene angelegt ist. Die roten Pfeile verdeutlichen die Feldvariationsrichtung.

legten Magnetfeldes für eine  $622 \text{ nm}$  breite Leiterbahn gezeigt. Die Messgeometrie ist dieselbe wie zuvor und der Magnetfeldbereich ist gleich gewählt. Hier liegt der

maximale Widerstand bei  $R = 1133.6 \, \Omega$ . Bei einem Feld von  $B_{ext} = 200 \, \text{mT}$  geht der Widerstand in einen sättigungsähnlichen Zustand über mit einem Wert von  $R = 1121.7 \, \Omega$ . Dies ergibt eine Widerstandsänderung von  $\Delta R = 11.9 \, \Omega$  und eine relative Widerstandsänderung von  $\frac{\Delta R}{R} = 1.06 \cdot 10^{-2}$ , damit hat der AMR-Effekt auch hier eine Grösse von ungefähr 1 %. Die Widerstandserhöhung entsteht durch die Verringerung der Breite der Leiterbahn.

In Abbildung 4.16 ist der Magnetowiderstand in Abhängigkeit des extern ange-

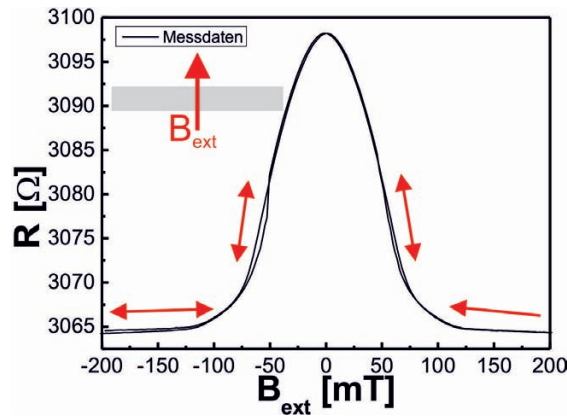


Abbildung 4.16: Magnetowiderstand in Abhängigkeit des extern angelegten Magnetfeldes für eine 269 nm breite Leiterbahn, welches senkrecht zur langen Leiterbahnachse in der Ebene angelegt ist. Die roten Pfeile verdeutlichen die Feldvariationsrichtung.

legten Magnetfeldes für eine 269 nm breite Leiterbahn gezeigt. Die Messgeometrie ist dieselbe wie zuvor und der Magnetfeldbereich ist gleich gewählt. Jedoch die Konfiguration des untersuchten Materials ist leicht unterschiedlich. Es wurden erst 2 nm Platin, dann 20 nm Permalloy und anschliessend zur Abdeckung nochmal 2 nm Platin aufgedampft. Hier liegt der maximale Widerstand dann bei  $R = 3098.2 \, \Omega$ . Bei einem Feld von  $B_{ext} = 200 \, \text{mT}$  geht der Widerstand in einen sättigungsähnlichen Zustand über bei einem Wert von  $R = 3064.3 \, \Omega$ . Dies ergibt eine Widerstandsänderung von  $\Delta R = 33.9 \, \Omega$  und eine relative Widerstandsänderung von  $\frac{\Delta R}{R} = 1.11 \cdot 10^{-2}$ , damit hat der AMR-Effekt auch hier eine Grösse von ungefähr 1.1 %. Die erneute Widerstandserhöhung entsteht durch die erneute Verringerung der Breite der Leiterbahn.

Mit abnehmender Breite der Leiterbahn ist, wie erwartet, eine Zunahme des Koerzitivfeldes zu beobachten.

### 4.2.2 DC elektrische Detektion der ferromagnetischen Resonanz

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untersuchungen mittels DC elektrischer Detektion der ferromagnetischen Resonanz an einzelnen Permalloy-Leiterbahnen durchgeführt. Im Folgenden werden die Ergebnisse dieser Untersuchungen vorgestellt, welche zum Einen über die Benutzung der Anregungsstruktur auf dem Substrat (s. Kap. 3.4.1) und zum Anderen durch die Benutzung des coaxialen Kurzschlusskabels als Anregungsquelle (s. Kap. 3.4.2) erzielt wurden. Ziel dabei war es die Spindynamik in einzelnen ferromagnetischen Leiterbahnen zu untersuchen.

#### 4.2.2.1 Experimenteller Aufbau in Irvine

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Ilya Krivorotov von der University of California in Irvine durchgeführt, der verwendete Aufbau ist in Kapitel 3.3.3 zu sehen. Da sich hierbei die Anregungsstruktur auf dem Substrat neben der Leiterbahn befindet (s. Kap. 3.4.1), ist es nur möglich, das externe Magnetfeld innerhalb der Probenebene zu orientieren, da das durch den Kurzschluss am Ort der Probe erzeugte Magnetfeld (Mikrowellenfeld) senkrecht zur Leiterbahnoberfläche steht. Um einen Effekt beobachten zu können, müssen das externe Magnetfeld und das hochfrequente Magnetfeld senkrecht zueinander ausgerichtet sein. Bei den untersuchten Proben handelt es sich um die in Kapitel 4.2.1.2 vorgestellten.

#### Nominell 1 $\mu\text{m}$ breite Leiterbahn

Zunächst werden in einem Frequenzbereich von 5 bis 18 GHz in 0.5 GHz-Schritten für jede Frequenz Einzelspektren aufgenommen und diese näher betrachtet. Generell ist es möglich, zwischen Frequenzen von 1 bis 20 GHz zu wählen. Bei diesen Messungen sind jedoch unterhalb von 5 GHz keine Signale sichtbar und oberhalb von 18 GHz ist das durch den Elektromagneten bereitgestellte Feld nicht mehr groß genug, um die entstehenden Signale noch darzustellen zu können. Es können nur maximale Felder von  $B_{ext} = \pm 350 \text{ mT}$  erreicht werden.

In Abbildung 4.17 werden exemplarisch solche Einzelspektren für zwei verschie-

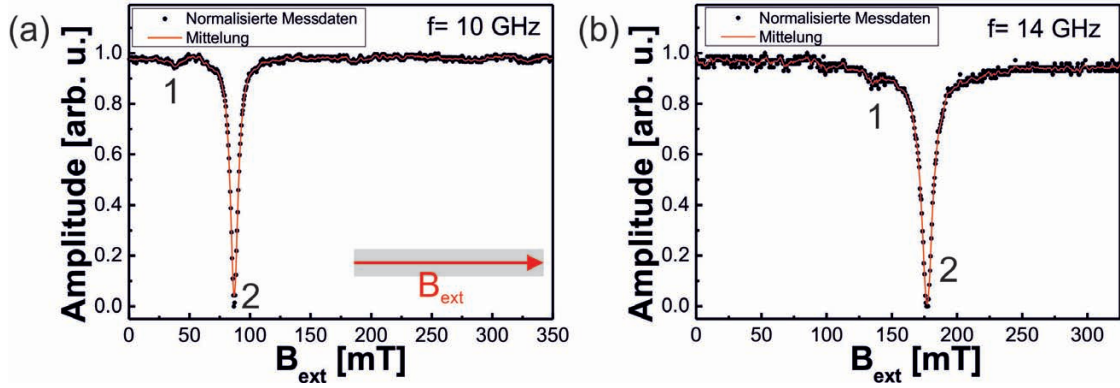


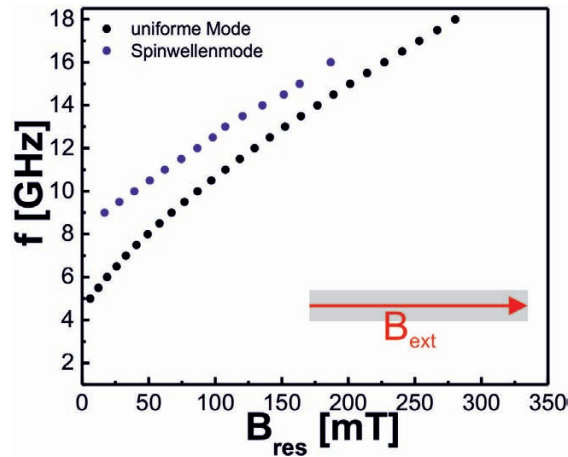
Abbildung 4.17: Einzelspektren für zwei verschiedene Frequenzen (a) 10 GHz und (b) 14 GHz für eine  $1.18 \mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Es ist die Amplitude aufgetragen über das externe Magnetfeld, welches in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Die Zahlen markieren die sichtbaren Moden.

dene Frequenzen dargestellt. Zum Einen für (a) 10 GHz und zum Anderen für (b) 14 GHz. Die hier untersuchte Leiterbahn ist  $1.18 \mu\text{m}$  breit und das externe Feld ist in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert. Die Schichtdicke der Permalloy-Leiterbahn beträgt 20 nm (plus 2 nm Platin), die Länge der Leiterbahn ist  $78 \mu\text{m}$ . Zunächst wird das Spektrum von Abbildung 4.17 (a) betrachtet. Die Messung wurde in einem Feldbereich von  $B_{ext} = +350$  bis 0 mT und zurück durchgeführt. Durch das eingestrahlte amplitudenmodulierte hochfrequente Magnetfeld wird die Magnetisierung innerhalb der Leiterbahn zur Präzession angeregt. Bei Erfüllung der Resonanzbedingung entsteht ein Signal mit hoher Intensität, welches sein ausgeprägtestes Minimum bei  $B_{ext} = 86.8$  mT erreicht und mit 2 gekennzeichnet ist. Die Tatsache, dass eine Widerstandsänderung beobachtet wird, liegt an der Orientierung zwischen Magnetisierung und Strom. Zunächst ist deren Ausrichtung parallel zueinander. Das heisst es wird ein maximaler Widerstandsbeitrag beobachtet. Durch das eingestrahlte hochfrequente Magnetfeld wird die Magnetisierung zur Präzession angeregt. Resonanzen ergeben sich, falls das hochfrequente Magnetfeld mit den Frequenzen stehender Austauschwellen [45, 46] oder magnetostatischer Moden [46] (s. auch Kap 2.6) in Resonanz ist. Dadurch

verlässt die Magnetisierung ihre Gleichgewichtslage, präzediert um die Stromrichtung und erhält eine zur Stromrichtung senkrechte Komponente, was zu einer Widerstandsabnahme führt. Bei weiterer Betrachtung des Spektrums wird die Resonanzbedingung ein zweites Mal erfüllt. Hier ist die Intensität des Signal sehr gering und kann nur aufgrund der hohen Sensitivität des Messaufbaus detektiert werden, gekennzeichnet mit der 1. In diesem Fall liegt das Minimum bei  $B_{ext} = 39.1$  mT. Aufgrund von vorherigen Arbeiten kann hier davon ausgegangen werden, dass es sich bei dem Signal 1 um eine magnetostatische Spinwelle handelt und bei Signal 2 um die sogenannte quasi-uniforme Mode [157]. In Kapitel 4.2.3 wird dies noch mittels OOMMF-Simulationen bestätigt.

In Abbildung 4.17 (b) ist der Verlauf des Spektrums sehr ähnlich. Hier wird hier die Resonanzbedingung erst bei höheren Feldern erfüllt, dies wird aus „klassischen“ Messungen der ferromagnetischen Resonanz (s. Anhang 6.2.3) und der Literatur erwartet [41, 42, 43, 44]. Für die sogenannte quasi-uniforme Mode (2) wird das Minimum bei  $B_{ext} = 176.7$  mT erreicht und für die immer noch sichtbare Spinwelle (1) wird das Minimum bei  $B_{ext} = 135.5$  mT erreicht. Auch wird ersichtlich, dass die Spinwelle nicht mehr eindeutig von der uniformen Mode getrennt ist.

Aus jedem Einzelspektrum kann die genaue Position des Resonanzfeldes für jede



Abbildungung 4.18: Dispersionsrelation für eine  $1.18 \mu\text{m}$  breite Leiterbahn.

Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen, welches in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist.

Mode entnommen werden. Wenn diese Informationen zusammengeführt werden,



entsteht eine sogenannte Dispersionsrelation<sup>1</sup>, wie in Abbildung 4.18 zu sehen ist. Hier sind die Frequenzen über ihre zugehörigen Resonanzfelder aufgetragen. Auch hier wird ersichtlich, dass bei höherer Frequenz des hochfrequenten Magnetfeldes das resultierende Resonanzfeld zunimmt. Zudem ist gut zu sehen, dass die Spinwelle bei Frequenzen höher als 16 GHz nicht mehr sichtbar ist. Mittels solcher Dispersionsrelationen ist es unter anderem möglich, den g-Faktor zu bestimmen.

In Abbildung 4.19 werden exemplarisch Einzelspektren für den Fall dargestellt,

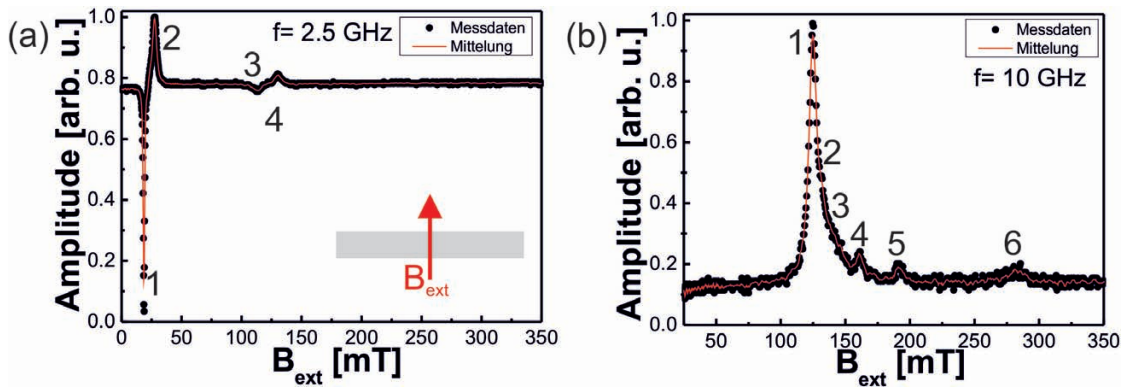


Abbildung 4.19: Einzelspektren für zwei verschiedene Frequenzen (a) 2.5 GHz und (b) 10 GHz für eine  $1.18 \mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Es ist die Amplitude aufgetragen über das externe Magnetfeld, welches in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Die Zahlen markieren die sichtbaren Moden.

dass das externe Feld in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Die Aufnahme erfolgte bei den Frequenzen (a) 2.5 GHz und (b) 10 GHz. Die Spektren wurden an der gleichen  $1.18 \mu\text{m}$  breiten Leiterbahn gemessen, die Schichtdicke ist somit auch 20 nm. Auch hier wird zunächst das Spektrum von Abbildung 4.19 (a) betrachtet. Die Messung wurde wie zuvor in einem Feldbereich von  $B_{\text{ext}} = +350$  bis 0 mT und zurück durchgeführt. Direkt sichtbar ist die Zunahme der Modenanzahl. Erwartungsgemäss würde hier aufgrund der Orientierung der Magnetisierung senkrecht zur Stromrichtung mit einer Widerstandszunahme gerechnet, vorausgesetzt die Resonanzbedingung wird erfüllt. Durch das

<sup>1</sup>Der Begriff Dispersionsrelation für die  $f(B_{\text{ext}})$ -Abhängigkeit ist in der FMR-Literatur gängig, obwohl keine Abhängigkeit vom Wellenvektor gemeint ist.

eingestrahle hochfrequente Magnetfeld wird die Magnetisierung zur Präzession angeregt. Dadurch verlässt diese ihre Gleichgewichtslage und der Präzessionskegel erzeugt eine zur Stromrichtung parallele Komponente. Parallele Ausrichtung von Magnetisierung und Strom zueinander führt zu einem maximalen Widerstand also zu einer Widerstandszunahme (s. auch Kap. 2.6). Wenn die Messung nun bei hohen Feldern begonnen wird und dann zu tiefen Feldern weiter erfolgt, zeigt die erste Mode, mit einer 4 gekennzeichnet, auch genau das erwartete Verhalten. Es entsteht ein Maximum bei  $B_{ext} = 129.8$  mT. Abweichend dazu zeigt die nächste entstehende Mode, gekennzeichnet mit einer 3, ein widersprüchliches Verhalten, ein Minimum bei  $B_{ext} = 113.1$  mT wird beobachtet. Aufgrund welches Mechanismus diese Mode entsteht, wird im späteren Verlauf dieser Arbeit geklärt (s. Kap. 4.2.3). Im weiteren Verlauf der Messung entstehen noch zwei weitere Moden mit relativ hoher Intensität. Die Eine zeigt das erwartete Verhalten (2) und hat ein Maximum bei  $B_{ext} = 27.2$  mT. Die Andere (1) dagegen hat ein Minimum bei  $B_{ext} = 18.3$  mT.

Im Gegensatz dazu zeigt das Spektrum in Abbildung 4.19 (b) das von der Theorie vorhergesagte Verhalten, jedoch auch hier wird ersichtlich, dass deutlich mehr Moden auftreten als in der anderen Messgeometrie. Insgesamt können sechs Signale identifiziert werden. Wenn die Messung nun von hohen zu kleineren Feldern betrachtet wird, entsteht bei  $B_{ext} = 283.2$  mT das erste Signal (6). Wie erwartet, handelt es sich hierbei um eine Widerstandserhöhung. Auch bei den folgenden Signalen handelt es sich jeweils um eine Widerstandserhöhung. Das nächste Signal (5) entsteht bei  $B_{ext} = 191.7$  mT, das darauf folgende (4) bei  $B_{ext} = 161.1$  mT. Die anderen drei Signale sind schwer voneinander zu trennen. Das Signal (1) bei  $B_{ext} = 124.5$  mT ist klar zu identifizieren, wohingegen Signal (2) und (3) in der Flanke des Peaks von Signal (1) liegen. Diese können dann den Resonanzfeldern  $B_{ext} = 131.9$  mT (2) und  $B_{ext} = 142.0$  mT (3) zugeordnet werden. Ohne entsprechende Simulationen ist keine Aussage darüber zu machen, welche Moden hier auftreten. Im weiteren Verlauf werden die Moden mittels OOMMF-Simulationen verifiziert (s. Kap. 4.2.3).

In Abbildung 4.20 werden die Ergebnisse aus allen Einzelspektren für jede sichtbare Mode von 1.5 bis 18 GHz in 0.5 GHz-Schritten dargestellt. Hierdurch entsteht eine Dispersionsrelation. Hier wird ersichtlich, dass Moden, die in dem Spektrum für 2.5 GHz (s. Abb. 4.19 (a)) auftreten (hier in grün und schwarz) in dem Spek-

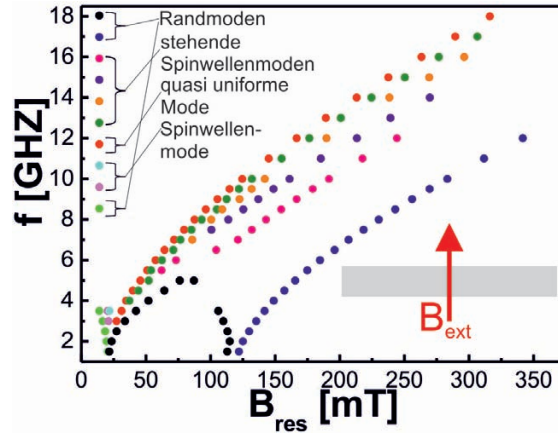


Abbildung 4.20: Dispersionsrelation für eine  $1.18 \mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen, welches in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist.

trum für 10 GHz (s.Abb. 4.19 (b)) verschwunden sind. Auch wird deutlich, dass erheblich mehr Moden auftreten als in der Dispersionsrelation, welche entsteht, wenn das externe Magnetfeld in der Ebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Wie noch detailliert erklärt wird, entstehen die Moden in der senkrechten Geometrie aufgrund von nicht-kollinearen Spinorientierungen im Volumen und am Rand des Streifens [158, 159]. Hierbei ist die Form [160] und Dicke des Streifens [161] von entscheidender Bedeutung.

Die generellen Eigenschaften einer strukturierten Probe aus einem dünnen Film hängen von verschiedenen Mechanismen ab. Für schmale Strukturen hängt das Verhalten stark von den Randeigenschaften der Probe ab. In grösseren Strukturen beinhalten die kritischen Zustände der Ummagnetisierungsprozesse oft Nukleation oder Annihilation von Vortices an den Rändern [162, 163].

Des weiteren wird in früheren Arbeiten darauf hingewiesen, dass das auftretende Verhalten sowohl von Spinwellen als auch durch Randprozesse erzeugt werden kann. Hierfür gibt es sowohl Belege in rein theoretischen Arbeiten [164, 165] als auch in Arbeiten mit experimentellem Schwerpunkt [33, 34, 166, 167, 168, 169, 170]. In diesen wurden jedoch immer mehrere Strukturen untersucht oder Leiterbahnen mit grösseren Dimensionen (sowohl in ihrer Länge als auch in ihrer Breite). Dennoch geben sie Hinweise darauf, wodurch diese Vielzahl der Moden

erzeugt wird.

Zum Einen werden sowohl quantisierte Spinwellen-Moden als auch quasi-uniforme Moden beobachtet [34], die zusätzlichen Moden werden dadurch erklärt, dass sie durch die magnetisch inhomogenen Randbereiche entstehen. Die quasi uniforme Mode korreliert mit der rot eingefärbten Mode aus Abbildung 4.20. Die Mode mit der höchsten Intensität wird im Zusammenhang mit den Termen der Präzession im mittleren Bereich des gesättigten Bereiches interpretiert, wohingegen verschiedene quantisierte Wellen von höherer Ordnung nur bei höheren Feldern beobachtet werden. Dies würde dann zutreffen auf die grün, orange, lila, pink und blau eingefärbten Moden aus Abbildung 4.20. Zusätzliche niedrig frequente Moden können nicht qualitativ ausgemacht werden.

Zudem wurden lokalisierte Spinwellen-Moden in individuellen ferromagnetischen Leiterbahnen nachgewiesen, sowohl mit zeitaufgelöster Kerrmikroskopie [168, 169, 170] als auch mit Brillouin-Licht-Streuung [33, 169]. Die Lokalisierung der Spinwelle wird hier mit dem Profil des internen magnetischen Feldes innerhalb der Leiterbahn verursacht durch das externe Magnetfeld, welches senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Das Profil der internen Magnetfelder weist eine hohe Inhomogenität besonders in Richtung der Ränder der untersuchten Struktur auf. Daraus folgt, dass die lokalisierten Spinwellen auf Austauschwechselwirkung beruhen. Die Untersuchungen haben zudem gezeigt, dass wenn das magnetische Feld in der gleichen Größenordnung ist wie das Formanisotropiefeld, dann ist die Gleichgewichtsmagnetisierung nahe der Ränder verdreht um  $90^\circ$  Grad über eine Längenskala der Größenordnung 100 nm bis  $1\ \mu\text{m}$ . Dadurch entstehen in kleinen Feldbereichen zusätzliche Moden, wie vorhergesagt. Diese korrelieren mit den hellgrün, rosa und hellblau eingefärbten Moden aus Abbildung 4.20.

In den theoretischen Arbeiten von Guslienکو [164, 165] wird das dynamische Magnetisierungsverhalten an den lateralen Rändern von dünnen in der Ebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse magnetisierten ferromagnetischen Leiterbahnen mittels effektiven „Pinning“-Randbedingungen beschrieben. Effektives Pinning beruht rein auf dipolarer Wechselwirkung und steht nicht in Verbindung zur magnetokristallinen Anisotropie des ferromagnetischen Materials. Es wird bestimmt durch die Inhomogenität des dynamischen Entmagnetisierungsfeldes nahe der Rändern der Struktur.

Ein annähernd ähnliches Bild wie in Abbildung 4.20 ergibt sich in der experimen-

tellen Arbeit von Bailleul [167] und der theoretischen Berechnung von McMichael [171]. Bei Bailleul [167] wurden mehrere  $3\text{ }\mu\text{m}$  breite Leiterbahnen mit einem in der Ebene liegendem senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientierten externen Magnetfeld, mit Hilfe eines koplanaren Wellenleiters, in einem Frequenzbereich von 1 bis 20 GHz untersucht. Diese Messgeometrie wird gewählt, um die Tendenz zur Dipol-Dipol-Wechselwirkung zu unterdrücken, welche resultiert in der Ausbildung von magnetischen Oberflächen- und/oder Volumenauf Ladungen, welche wiederum langreichweitige Dipolfelder erzeugt. Das resultierende Gleichgewicht ist nicht uniform, dass heisst, die Magnetisierung ist nahe den Rändern verkippt. Auch hier wird für verschiedene Frequenzen jeweils ein Spektrum aufgenommen und anhand dessen die Resonanzfelder bestimmt. Anschliessend werden diese genauso wie zuvor in einer sogenannten Dispersionsrelation dargestellt. Auch hier wird beobachtet, dass es deutlich mehr als eine Mode gibt. Die rot eingefärbte Mode aus Abbildung 4.20 wird hier dann Zentrumsmode genannt, da sie in dem homogenen Bereich innerhalb der Leiterbahn entsteht, dies würde dann wie zuvor der quasi uniformen Mode entsprechen. Die grün, orange, lila und pink eingefärbte Mode aus Abbildung 4.20 würden nach der Interpretation von Bailleul auf die Grenzfläche bezogene stehende Spinwellen-Moden sein (mit den Modennummern 1 bis 4). Die blau eingefärbte Mode aus Abbildung 4.20 wird hier ebenfalls beobachtet, wird jedoch nur als Mode bei niedriger Frequenz bezeichnet, welche in den Rändern der Probe entsteht. Die schwarz eingefärbte Mode aus Abbildung 4.20 wird gar nicht beobachtet, genauso wenig die Moden vor der uniformen Mode.

In dem theoretischen Paper von McMichael [171] hingegen hat die berechnete Dispersionsrelation eine gute qualitative Übereinstimmung mit der Messung aus Abbildung 4.20. Die Dispersionsrelation wurde berechnet mit dem numerischen mikromagnetischen Code von OOMMF. Die hier untersuchte Leiterbahn war nur 480 nm breit und 17 nm dick. Das externe Magnetfeld ist in der Ebene senkrecht zu langen Leiterbahnachse orientiert. Es wird hier davon ausgegangen, dass die Ränder der untersuchten Strukturen eine wichtige Rolle spielen, die jedoch von der Grösse der Struktur abhängt. Bei kleinen Strukturen wird eine stärkere Abhängigkeit der Randeigenschaften, aufgrund von Austausch- und Dipol-Dipol-Wechselwirkung, erwartet. Da alle Orte in der Struktur so nahe zum Rand orientiert sind, dass sie mit der Magnetisierung der Ränder koppeln. Bei grösseren Strukturen enthalten die kritischen Zustände der Magnetisierungsumkehr oft Ent-

stehung oder Vernichtung von Vortices in den Rändern. Aufgrunddessen ist die Wahl auf das untersuchte System gefallen, denn hier werden inhomogene magnetostatische Felder lokalisiert als Magnetisierungspräzession in den Rändern als gefangene Spinwellenrandmoden beobachtet. Die Dispersionsrelation wird hier in drei Feldbereiche, zum besseren Verständnis des quasistatischen Verhaltens, aufgeteilt. Im niedrigen Feldbereich, in Abbildung 4.20 bis 20.5 mT (hellgrün und schwarz eingefärbte Mode treffen aufeinander), ist die Magnetisierung senkrecht zur langen Leiterbahnachse klein und die Magnetisierung liegt hauptsächlich entlang der langen Leiterbahnachse. Die nun entstehenden Moden können beschrieben werden als stehende Spinwellenausbreitung senkrecht zur langen Leiterbahnachse mit dynamischen magnetostatischen Feldern, welche verursacht werden durch effektive Pinning-Bedingungen an den Rändern.

Oberhalb der bestimmten Bulk-Sättigung, also oberhalb von 20.5 mT, ist die Leiterbahn in ihrem Zentrum nahezu senkrecht zur langen Leiterbahnachse gesättigt. Allerdings liegt ein signifikanter Anteil der Magnetisierung immer noch entlang der langen Leiterbahnachse. Dies führt zu einer Verkipfung der Magnetisierung in den Rändern. Die hellgrün, schwarz und blau eingefärbten Moden aus Abbildung 4.20 werden hier als Randmode bezeichnet. Bei Erreichen der Bulk-Sättigung (20.5 mT) entsteht ein Minimum (zwischen hellgrün und schwarz). Bei geringfügig höheren Magnetfeldern weicht die Randmode (nun schwarz) von der bulk Mode (quasi uniforme Mode), die in Abbildung 4.20 rot eingefärbt ist, ab. Zunächst erreicht die Mode dann wieder ein Maximum (zwischen 76.1 mT und 87.2 mT), um dann anschliessend bis zum Randsättigungsfeld (122 mT) wieder auf ein Minimum zurück zu gehen, die Magnetisierung entlang der langen Leiterbahnachse geht hierbei gegen null. Diese beiden Prozesse sind ein Maß, welches die magnetischen Eigenschaften der Ränder charakterisiert. Bei Erreichen des Randsättigungsfeldes ist die Randmagnetisierung neutral stabil und die Nachgiebigkeit der Randmagnetisierung in diesem Zustand wird durch das auftretende Minimum der Mode dargestellt.

Oberhalb des beobachteten Randsättigungsfeldes, also in Abbildung 4.20 über 122 mT, liegt die Magnetisierung in den Rändern weitestgehend parallel zum angelegten Feld. Dort ist das dipolare Feld gleich  $-\frac{M_S}{2}$  an der Randoberfläche. Für magnetische Felder zwischen dem Randsättigungsfeld (122 mT) und  $\frac{M_S}{2}$  gibt es eine Region, in der sich negative Felder in der Nähe der Ränder ausbilden, dort ist

die Magnetisierung stabilisiert in der positiven Richtung durch Austauschwechselwirkung.

Bei der Simulation von McMichael [171] sind keine Moden zu sehen, wie die in Abbildung 4.20 grün, orange, lila und pink eingefärbten Moden. Dafür sind jedoch mehr Moden sichtbar in den niedrigen Feldbereichen. Dennoch wird ein Hinweis auf die Ursachen der entstandenen Moden gegeben. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden noch OOMMF-Simulationen gezeigt, mit denen die Moden eindeutig zugeordnet werden können (s. Kap. 4.2.3).

### Nominell 600 nm breite Leiterbahn

In Abbildung 4.21 wird eine Dispersionsrelation für eine 622 nm breite Leiter-

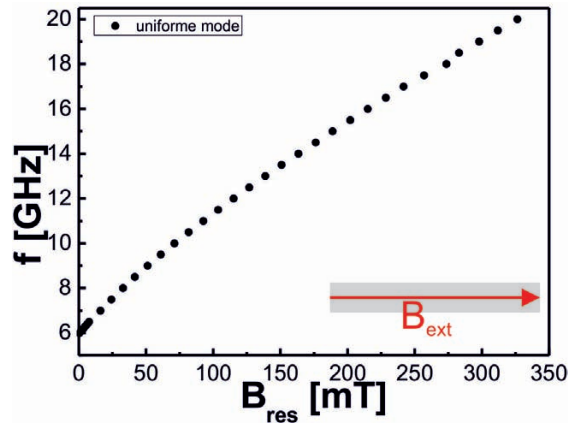


Abbildung 4.21: Dispersionsrelation für eine 622 nm breite Leiterbahn. Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen, welches in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist.

bahn gezeigt. Das externe Magnetfeld ist hier in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert. Jeder Punkt der Messung stellt das Resonanzfeld bei der zugehörigen Frequenz dar. Diese Resonanzfelder wurden wie zuvor aus Einzelspektren für jede einzelne Frequenz ermittelt. Es wurden Einzelspektren von 5.2 bis 20 GHz untersucht, bei niedrigeren Frequenzen waren keine Signale in den Spektren zu beobachten. In einem Bereich von 5.2 bis 6.5 GHz wurden die Spektren in 0.1 GHz-Schritten aufgenommen, ab 6.5 GHz in 0.5 GHz-Schritten.

Auffällig ist, dass im Gegensatz zu der Dispersionsrelation für die  $1.18\ \mu\text{m}$  breite Leiterbahn (s. Abb. 4.18) keine zusätzliche Mode beobachtet wird. Einzig die quasi-uniforme Mode wird in ihrer Frequenzabhängigkeit beobachtet. Das Fehlen der Spinwellen wird zum Einen damit verbunden, dass die Intensität der Spinwellen weiter abnimmt verglichen mit den detektierten Spinwellen der breiteren Leiterbahnen. Auch dort ist schon ein deutlicher Intensitätsunterschied zwischen der quasi-uniformen Mode und der detektierten Spinwelle zu sehen. Daher ist hier, bei der schmalen Leiterbahn, nicht auszuschließen, dass die Intensität der Spinwelle unterhalb des Detektionslimits liegt und daher nicht mehr gesehen werden kann. Aus früheren Arbeiten [151, 172, 152, 153] ist bekannt, dass der Ummagnetisierungsprozess innerhalb einer nanostrukturierten Leiterbahn stark von ihren geometrischen Dimensionen abhängt.

In Abbildung 4.22 wird die Dispersionsrelation für die gleiche  $622\ \text{nm}$  breite

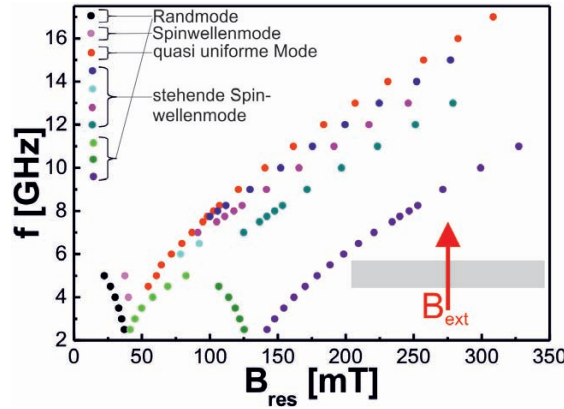


Abbildung 4.22: Dispersionsrelation für eine  $622\ \text{nm}$  breite Leiterbahn. Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen, welches in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist.

Leiterbahn gezeigt, das externe Magnetfeld ist in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert. Es wurden Spektren in einem Frequenzbereich von  $2.5$  bis  $17\ \text{GHz}$  in  $0.5\ \text{GHz}$ -Schritten aufgenommen. Für jedes Spektrum wurde die jeweiligen Resonanzfeldpositionen bestimmt. Der Verlauf der Dispersionsrelation stimmt mit der in Abbildung 4.20 gezeigten qualitativ gut überein, jedoch ist auffällig, dass sich die Resonanzpositionen unterscheiden. Am Auffälligsten ist dies, wenn die Positionen der schon zuvor beschriebenen Sättigungsfelder miteinander



verglichen werden. In diesem Fall wird die Bulk-Sättigung bei 37 mT erreicht, bei der 1.18  $\mu\text{m}$  breiten Leiterbahn lag diese bei 20.5 mT. Die Randsättigung kann hier nicht genau bestimmt werden, da die Äste der dunkelgrün und lila dargestellten Moden nicht zusammen laufen, diese liegt aber in einem Bereich zwischen 125 mT und 142 mT, bei der 1.18  $\mu\text{m}$  breiten Leiterbahn lag die Randsättigung bei 122 mT. Die sichtbaren Moden können genauso wie die in Abbildung 4.20 interpretiert werden. Bei den Moden unterhalb von 37 mT handelt es sich um stehende (not-aligned) Spinwellenmoden (schwarz und hellrosa eingefärbt). Bei der rot dargestellten Mode handelt es sich um die quasi-uniforme Mode. Je nach Interpretation handelt es sich bei der blau, hellgrün, helllila, hellblau und türkis gezeigten Moden ebenfalls um stehende Spinwellen. Die dunkelgrün und lila gezeigten Moden entsprechen not-aligned bzw. aligned Randmoden.

### Nominell 300 nm breite Leiterbahn

Im Folgenden werden analoge Messungen für eine 289 nm breite Leiterbahn ge-

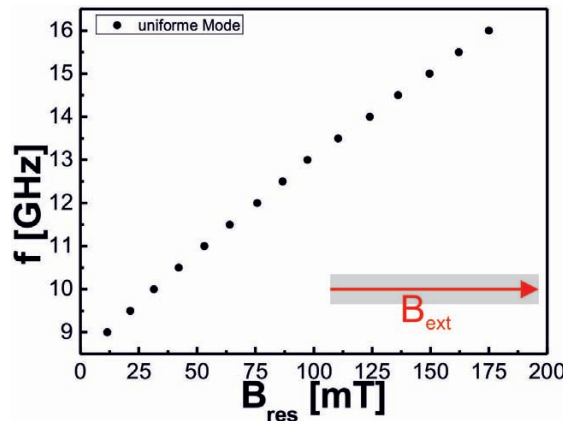


Abbildung 4.23: Dispersionsrelation für eine 289 nm breite Leiterbahn. Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen, welches in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist.

zeigt. Ein Unterschied zu den vorherigen Leiterbahnen besteht darin, dass zuerst 2 nm Platin aufgedampft wurde und anschliessend wie zuvor 20 nm Permalloy (+ 2 nm Platin). In Abbildung 4.23 ist die sogenannte Dispersionsrelation für ein in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiertes externes

Magnetfeld gezeigt. Es wurden Spektren in einem Bereich von 9 bis 16 GHz in 0.5 GHz-Schritten untersucht. Oberhalb und unterhalb dieser Frequenzen konnten keine Signale bestimmt werden. Mit zunehmender Frequenz schiebt sich auch hier das Resonanzfeld zu höheren Feldern.

In Abbildung 4.24 ist die Dispersionsrelation für die gleiche 289 nm breite Leiter-

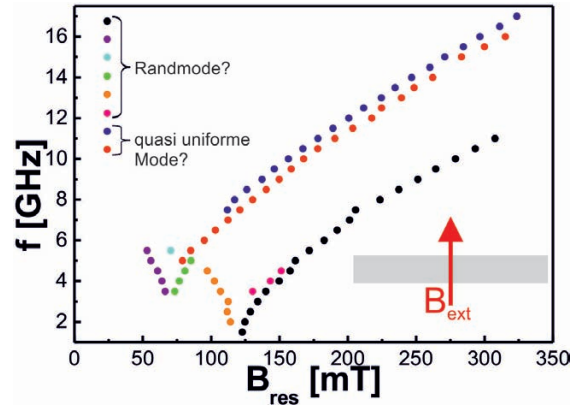


Abbildung 4.24: Dispersionsrelation für eine 289 nm breite Leiterbahn.

Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen, welches in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist.

bahn, mit einem in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientierten externen Magnetfeld, dargestellt. Es wurden Spektren in einem Frequenzbereich von 1.5 bis 17 GHz in 0.5 GHz-Schritten gemessen und anhand dieser die Resonanzfelder bestimmt. Auffällig für die dabei erhaltene Dispersionsrelation ist, dass ein stark unterschiedlicher Verlauf zu dem der Dispersionsrelationen für die 1.18  $\mu\text{m}$  und die 622 nm breite Leiterbahn auftritt. Unterhalb von 53 mT tritt kein Signal auf und für niedrige Frequenzen zwischen 1.5 und 3 GHz treten nur zu höheren Feldern Resonanzsignale auf. Erst ab 3.5 GHz treten wieder mehr als zwei Resonanzen auf. Wegen des stark unterschiedlichen Verlaufes zu den vorherigen Dispersionsrelationen ist es, zu diesem Zeitpunkt, noch nicht möglich, die Moden zu zuordnen. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden OOMMF-Simulationen gezeigt, die diese Zuordnung jedoch möglich machen (s.Kap. 4.2.3). Wie zuvor kann man versuchen, den Verlauf in drei Bereiche einzuteilen, damit wieder eine Verbindung zu den vorher gezeigten Dispersionsrelationen entsteht. Die Bulk-Sättigung ist danach bei Erreichen des Minimums der in lila gezeigten Mode erreicht und

liegt dann bei einem Resonanzfeld von 66.4 mT. Dies entspricht einer deutlichen Erhöhung im Vergleich zu den vorher bestimmten Bulk-Sättigungswerten. Die Randsättigung ist anzusetzen zwischen dem Minimum der orange dargestellten Mode und dem ansteigenden Ast der in schwarz gezeigten Mode und liegt zwischen 114 und 123 mT. Diese liegt dann unterhalb oder im gleichen Rahmen wie die zuvor bestimmten Randsättigungswerte. Auch hier würde rein intuitiv eine Erhöhung des Wertes erwartet werden, dies ist aber nicht der Fall. Das macht erneut deutlich, dass zum besseren Verständnis, des Entstehens der auftretenden Moden, Simulationen einbezogen werden müssen.

### 4.2.2.2 Experimenteller Aufbau in Duisburg

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zusätzlich zu den Messungen, in Zusammenarbeit in der Arbeitsgruppe von Ilya Krivorotov durchgeführt wurden, Messungen mit der in Duisburg aufgebauten Apparatur durchgeführt (s. Kap. 3.3.3). Der Vorteil des Versuchsaufbaus ist zum Einen, dass sich die Mikrowellenquelle nicht mehr auf dem gleichen Substrat befinden muss wie die zu untersuchende Probe, wodurch eine höhere Flexibilität erzielt wird. Zum Anderen liegt das erzeugte Mikrowellenfeld in der Probenebene und nicht wie zuvor senkrecht zur Probenebene. Diese ermöglicht zusätzlich zu den in der Ebene liegenden Messgeometrien zu einer senkrecht zur Ebene liegenden Messgeometrie zu wechseln und winkelabhängige Messungen durchzuführen.

Für erste Messungen wurde eine Leiterbahndimension gewählt, in der ausreichend Material (auch für klassische FMR-Messungen) zur Anregung gegeben ist und die eine einfache Positionierung des Kurzschlusses über der Leiterbahn ermöglicht. Die Dimension der zunächst untersuchten Leiterbahn ist mit einer Breite von 50  $\mu\text{m}$ , einer Länge von 400  $\mu\text{m}$  und einer Schichtdicke von 20 nm gegeben.

### 50 $\mu\text{m}$ breite Leiterbahn, parallel in der Probenebene

In Abbildung 4.25 ist die Frequenz als Funktion des externen Magnetfeldes gezeigt. Das externe Magnetfeld ist in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert. Wie zuvor sind für jede Frequenz Einzelspektren aufgenommen worden. Die Resonanzfelder sind aus diesen bestimmt worden und in der hier zu sehenden Dispersionsrelation zusammengeführt worden. Es wurden Spektren von 3.4 GHz

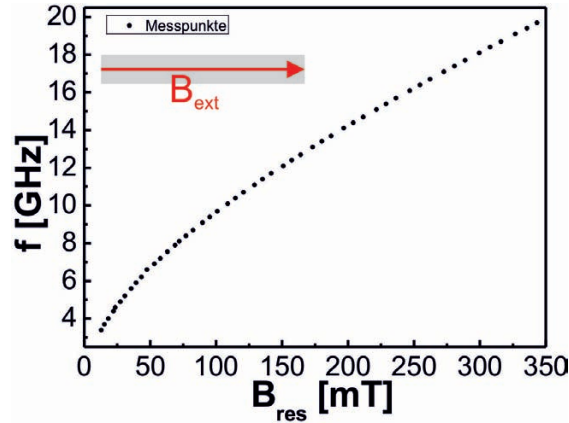


Abbildung 4.25: Frequenz über das Resonanzfeld aufgetragen für eine  $50\text{ }\mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Das extern angelegte Magnetfeld ist parallel zur langen Leiterbahnachse in der Ebene angelegt.

bis 19.7 GHz in 0.3 GHz- und 0.4 GHz-Schritten aufgenommen, insgesamt gab es 51 auswertbare Spektren. In allen Spektren konnte nur eine Mode ausgemacht werden, die der quasi uniformen Mode entspricht. Es wird deutlich, dass das Resonanzfeld mit ansteigender Frequenz sich zu höheren Feldern verschiebt. Dies stimmt mit dem auch in dem anderen Aufbau beobachteten Verhalten überein.

Zusätzlich zu der Bestimmung der Resonanzfeldposition ist es möglich die Linienbreite der Signale aus den Einzelspektren zu ermitteln. In Abbildung 4.26 ist die Abhängigkeit der ermittelten Linienbreite über die Frequenz aufgetragen. Hier ist das externe Magnetfeld in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert. Für eine bessere Beurteilung der Messwertstreuung ist zusätzlich zu den experimentellen Messwerten der Fehlerbalken dieser eingetragen. Aus dieser Frequenzabhängigkeit der Linienbreite lassen sich Aussagen über das Dämpfungsverhalten der Probe ableiten. Mit steigender Frequenz nimmt die Linienbreite zu und es ergibt ein linearer Zusammenhang. Über  $\alpha = \frac{\Delta B}{2\pi \cdot f} \gamma$  mit  $\gamma = g \frac{\mu_B}{\hbar}$  kann die Gilbert-Dämpfung des Systems bestimmt werden. Aus der linearen Anpassung ergibt sich der Dämpfungsfaktor  $\alpha = 0.009$ . Dieser liegt in der aus der Literatur erwarteten Größenordnung [128].

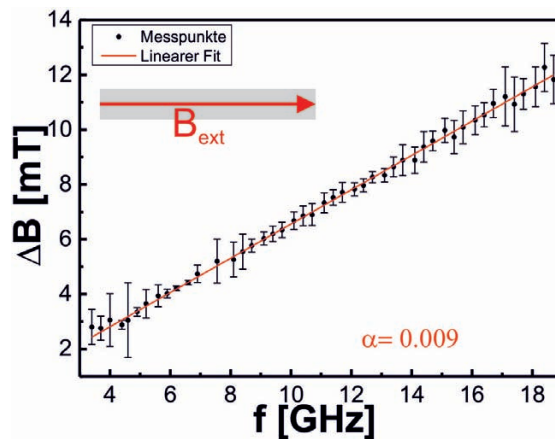


Abbildung 4.26: Linienbreite über die Frequenz aufgetragen für eine  $50\ \mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Jeder Messpunkt ist mit einem Fehlerbalken versehen. Aus dem linearen Verlauf der Punkte kann  $\alpha$  bestimmt werden.

#### **$50\ \mu\text{m}$ breite Leiterbahn, senkrecht in der Probenebene**

In Abbildung 4.27 ist die Frequenz über das Resonanzfeld aufgetragen. Das exter-

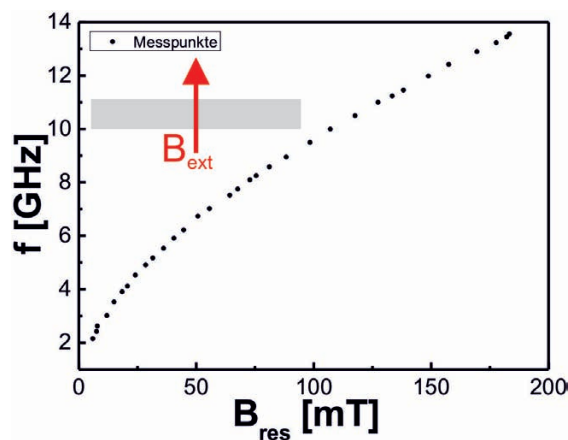


Abbildung 4.27: Frequenz über das Resonanzfeld aufgetragen für eine  $50\ \mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Das extern angelegte Magnetfeld ist senkrecht zur langen Leiterbahnachse in der Ebene angelegt.

ne Magnetfeld ist in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse in der Filmebene orientiert. Es wurden 33 Einzelspektren in einem Frequenzbereich von

2.15 GHz bis 13.56 GHz in unterschiedlich grossen GHz-Schritten aufgenommen und anhand dieser die Resonanzfelder bestimmt, die dann letztendlich als sogenannte Dispersionsrelation in Abbildung 4.27 zusammengeführt wurden. Der kleinere Frequenzbereich, verglichen mit den vorherigen Messung, ist darauf zurück zu führen, dass bei beiden Messungen der Kurzschluss für die Mikrowellenerzeugung in unterschiedlichen Abständen zur Probe angebracht war. Um einen möglichst kontrollierbaren Abstand zu erreichen und einen Kurzschluss mit den elektrischen Kontakten an der Leiterbahn zu vermeiden, wurde als Isolator eine Kaptonfolie zwischen Kurzschluss und Probe gelegt. In der vorherigen Messung handelte es sich um eine ungefähr 12  $\mu\text{m}$  dicke Folie, wohingegen die Folie bei der Durchführung dieser Experimente ungefähr 40  $\mu\text{m}$  dick war. Im Fall des senkrecht angelegten Feldes wurde, genau wie in den vorangegangenen Messungen, nur eine Mode beobachtet. Bei dieser handelt es sich, wie zu erwarten, um die quasi-uniforme Mode. Effekte, die durch den Rand der Probe verursacht werden, spielen aufgrund der grossen Breite der Leiterbahn keine Rolle. Analog zu vorangegangenen Mesungen wird beobachtet, dass sich die Resonanzfelder zu höheren Feldern verschieben mit ansteigender Frequenz.

Auch hier konnte anhand der Einzelspektren die Linienbreite der auftretenden

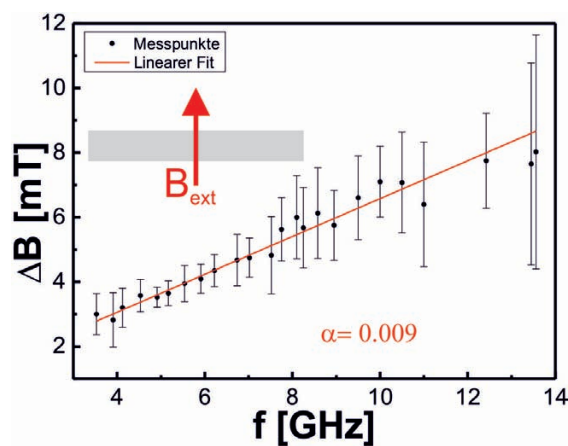


Abbildung 4.28: Linienbreite über die Frequenz aufgetragen für eine 50  $\mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Jeder Messpunkt ist mit einem Fehlerbalken versehen. Aus dem linearen Verlauf der Punkte kann  $\alpha$  bestimmt werden.

Minima bestimmt werden. In Abbildung 4.28 ist die Linienbreite in Abhängigkeit

der Frequenz aufgetragen. Als zusätzliche Information ist auch hier der Fehlerbalken für jeden Messwert eingetragen. Die Fehlerbalken sind grösser als in Abbildung 4.26. Dies ist darauf zurück zu führen, dass das Rauschen in den Einzelspektren grösser war als in den für die andere Messgeometrie. Dies hängt wiederum mit dem grösseren Abstand der Mikrowellenquelle zur Probe zusammen. Auch hier ist eine Zunahme der Linienbreite mit Erhöhung der Frequenz zu beobachten. Wie zuvor wird die Gilbert-Dämpfung mit  $\alpha = \frac{\Delta B}{2\pi \cdot f} \gamma$  mit  $\gamma = g \frac{\mu_B}{h}$  bestimmt.  $\alpha$  ergibt sich, im Rahmen des Fehlerbalkens, somit mit  $\alpha = 0.009$ . Die Ergebnisse aus beiden Messungen unterscheiden sich also im Rahmen des Fehlerbalkens nicht. Die Dämpfung ist in beiden Messgeometrien gleich, denn diese ändert sich durch die unterschiedlich angelegten externen Magnetfelder nicht.

### 50 $\mu\text{m}$ breite Leiterbahn, winkelabhängige Messung

In Abbildung 4.29 ist das Resonanzfeld aufgetragen über den Winkel der Probene-

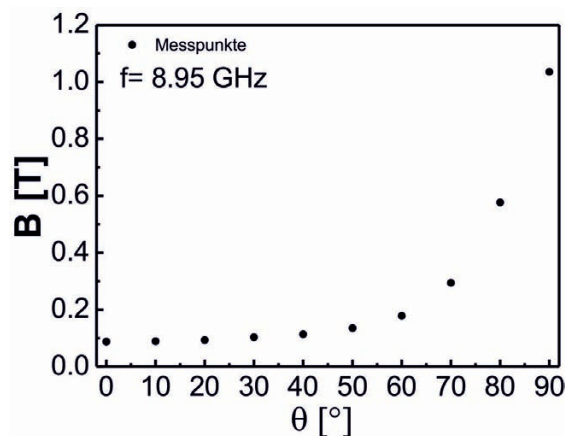


Abbildung 4.29: Das Resonanzfeld aufgetragen über den Winkel für die Frequenz  $f=8.95$  GHz für eine 50  $\mu\text{m}$  breite Leiterbahn.

bene senkrecht zum externen Magnetfeld bei einer festen Frequenz von  $f=8.95$  GHz. Die Auftragung beginnt bei null Grad, dies entspricht einem in der Probenebene orientierten Magnetfeld. Dann wird die Probe schrittweise gedreht bis das externe Magnetfeld senkrecht zur Probenebene steht. Prinzipiell ist der Probenaufbau nicht dazu ausgelegt, winkelabhängige Messungen durchzuführen, daher wurde der

Winkel in relativ groben Schritten von ungefähr  $10^\circ$  variiert. Je mehr aus der Probenebene heraus gedreht wird, desto größer wird das Resonanzfeld. Bei Erreichen der Konfiguration mit senkrecht zur Probenebene orientiertem Feld wird ein Maximum erreicht. Hier wird aus der leichten Richtung der Magnetisierung in die schwere Richtung gedreht. Das dabei entstehende Verhalten wird auch bei „klassischen“ FMR-Messungen an Filmen beobachtet, wie z.B. in [174] (s. auch im Anhang 6.2.3). Zusätzlich würde diese Art der Messung in Kombination der Frequenzbreitbandigkeit die Möglichkeit geben, sowohl die Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für viele unterschiedliche Frequenzen zu untersuchen, als auch die Winkelabhängigkeit der Linienbreite für viele verschiedene Frequenzen zu betrachten. Ausserdem würde dies eine Möglichkeit geben, die unterschiedlichen Beiträge der Dämpfung voneinander zu trennen [174]. Beispielsweise verschwindet die Zwei-Magnonen-Streuung ab einem gewissen Winkel nahe der senkrechten Orientierung. Dies geschieht, wenn der Winkel der Magnetisierung den kritischen Wert von  $\theta_M = \pi/4$  erreicht [174].

### **50 $\mu\text{m}$ breite Leiterbahn, senkrecht zur Probenebene**

In Abbildung 4.30 ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen für den Fall, dass das externe Magnetfeld senkrecht zur Probenebene orientiert ist. Aus 41 Einzelspektren in einem Frequenzbereich von 2 GHz bis 13.45 GHz, mit variierend grossen GHz-Schritten zwischen jeder Messung, wurden die Resonanzfelder bestimmt und zur Dispersionsrelation in Abbildung 4.30 zusammengeführt (offene Symbole). Zunächst wird ein linearer Abfall von hohen Frequenzen hin zu niedrigen Frequenzen beobachtet. Ab einer kritischen Frequenz (ungefähr 6.15 GHz) tritt eine leicht nach oben gewölbte Krümmung der Kurve auf, die von einem Minimum in einen weiteren Abfall des Resonanzfeldes übergeht. Ab 3.1 GHz wurden mehr als eine Lösung der Resonanzbedingung beobachtet. Erst bei 2 GHz wird nur noch eine Mode beobachtet, die sich zu kleinen Feldern verschoben hat. Das lineare Verhalten der Resonanzfelder für Frequenzen oberhalb von 6.15 GHz ist im Einklang mit der Theorie [120, 175], jedoch ist die Krümmung ungewöhnlich. Für ein besseres Verständnis dieses Verhaltens wurde ein Programm von A. Anisimov [176] verwendet, welches es ermöglicht die Magnetfeldabhängigkeit von der Resonanzfrequenz für dünne Filme mit kubischer Symmetrie theoretisch zu berechnen und darzustellen. Zunächst wird der Magnetfeldbereich vorgegeben, in dem



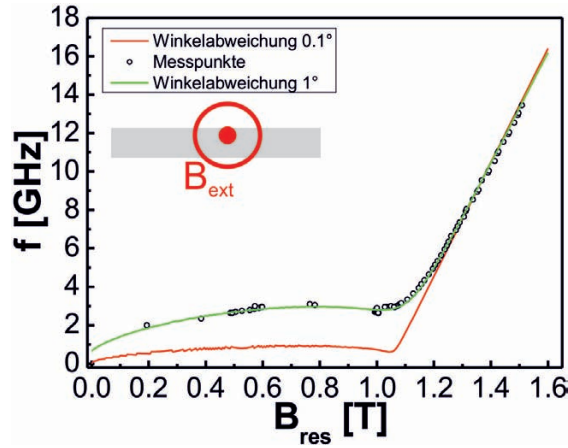


Abbildung 4.30: Frequenz über das Resonanzfeld aufgetragen für eine 50  $\mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Das extern angelegte Magnetfeld ist senkrecht zur Ebene angelegt. Die grüne Kurve zeigt einen berechneten Dispersionsverlauf bei einer Winkelverkipfung von  $1^\circ$  zwischen Probe und externem Feld. Die rote Kurve zeigt einen berechneten Dispersionsverlauf bei einer Winkelverkipfung von  $0.1^\circ$ .

die Resonanzfeldabhängigkeit berechnet werden soll. Dann in welchen Feldschritten dies durchgeführt werden soll, im vorliegenden Fall von 0 bis 1.6 T in 5 mT-Schritten. Hiernach wird der Winkel von der Filmmormalen  $\Theta_H$  angegeben, hier mit  $0.1^\circ$  (rot) und  $1^\circ$  (grün). Zudem kann vorgegeben werden, ob die uniaxiale Anisotropie in der Ebene berechnet werden soll, dies wurde ausgewählt. Ausserdem wird die Orientierung der Filmebene mit (100) ausgewählt, weitere Möglichkeiten mit (110) und (111) bestehen zusätzlich. Die Magnetisierung des Systems kann als bekannt oder unbekannt ausgewählt werden. Für diesen Fall wurde sie als unbekannt angegeben. Nun kann zu den Anpassungsparametern übergegangen werden. Hier ist es möglich, einen Wert für den g-Faktor vorzugeben, welcher für diese Rechnung mit  $g = 2.08$  [128] gewählt wurde. Zudem kann die uniaxiale Anisotropie in der Ebene  $K_{2||}$ , die kubische Anisotropie  $K_4$  und die uniaxiale Anisotropie aus der Ebene  $K_{2\perp}$  festgelegt werden. Da die Magnetisierung als unbekannt angenommen worden ist, werden die jeweiligen Anisotropien durch M geteilt.  $K_4/M = 0$  wurde gewählt, da es sich bei dem System um ein polykristallines System handelt und daher keine kubische Anisotropie vorliegt. Im Idealfall wäre bei Permalloy  $K_{2||}$  ebenfalls

null, aber Messungen an dünnen Filmen haben allerdings eine leichte uniaxiale Anisotropie in der Ebene gezeigt. Daher wurde der Wert auf  $K_{2\parallel}/M = 0.3$  mT gesetzt. Die uniaxiale Anisotropie aus der Ebene hat den grössten Beitrag und wird mit  $K_{2\perp}/M - 2\pi M = -521.798$  mT aus diesen Werten errechnet. Bei einer Verkippung von  $1^\circ$  (grün) liegen alle experimentell bestimmten Werte in guter Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Zum Vergleich ist der theoretische Verlauf für eine angenommene Verkippung von  $0.1^\circ$  berechnet worden. Dieser weist eine gute Übereinstimmung bis runter zu 6.15 GHz der experimentellen Werte mit den berechneten Werten auf. Zu tieferen Frequenzen tritt ein deutlicher Unterschied auf. Das Minimum tritt erst bei tieferen Frequenzen auf und die Stärke der nach oben gewölbten Krümmung nimmt deutlich ab. Bei einer perfekt senkrecht zum externen Magnetfeld ausgerichteten Proben würde das Minimum und die gewölbte Krümmung verschwinden und es wäre nur noch ein linearer Verlauf zu sehen, der die  $B_{ext}$ -Achse schneidet [120, 175]. Hier ist zu beachten, dass es sich bei den verwendeten Formeln um solche für einen dünnen Film handelt. Die Messung zeigt, dass die Winkelgenauigkeit des Messaufbaus in etwa bei  $\pm 1^\circ$  liegt.

### 1 $\mu\text{m}$ breite Leiterbahn, senkrecht in der Probenebene

Anhand der zuvor gezeigten Daten ist eine vollständige Charakterisierung ei-

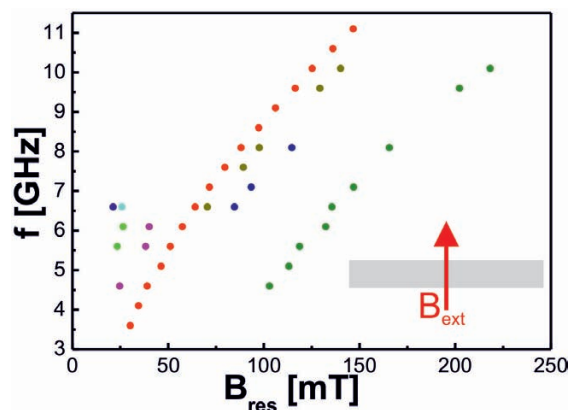


Abbildung 4.31: Frequenz über das Resonanzfeld aufgetragen für eine  $1.03 \mu$  breite Leiterbahn. Das extern angelegte Magnetfeld ist in der Ebene senkrecht zu langen Leiterbahnachse angelegt.

ner Leiterbahn möglich. Für verhältnismässig grosse Dimensionen der Leiterbahn konnte dies gezeigt werden. Da diese Messmethode auch auf kleinere Strukturen angewendet werden soll, wurden erste Messungen an einer Leiterbahn mit einer Breite von  $1.03\text{ }\mu\text{m}$ , einer Länge von  $78\text{ }\mu\text{m}$  und einer Dicke von nominell  $20\text{ nm}$  durchgeführt. Die interessanteste Messgeometrie war hierbei, wenn das externe Magnetfeld in der Ebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Zum einen kann damit überprüft werden, ob das Auflösungsvermögen genauso gut ist, wie in dem Aufbau aus Irvine und ob es überhaupt möglich ist, den kleineren Streifen mittels des Kurzschlusses mit der Mikrowelle anzuregen. In Abbildung 4.31 ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes, für die zuvor beschriebene Messgeometrie, aufgetragen. Es wurden Einzelspektren im Frequenzbereich von  $3.6\text{ GHz}$  bis  $11.1\text{ GHz}$  in  $0.5\text{ GHz}$ -Schritten aufgenommen, aus diesen wurden die Resonanzfelder der einzelnen Peaks ermittelt und zur sogenannten Dispersionsrelation zusammengeführt. Es konnten mehrere Moden detektiert werden. In allen Frequenzen tritt deutlich die quasi uniforme Mode auf (rot), die Randresonanzmode (grün) kann auch in einigen Frequenzen ausgemacht werden. Wie zuvor schon in den anderen Spektren können sowohl oberhalb (olivgrün und blau) als auch unterhalb (lila, hellgrün und türkis) der quasi uniformen Mode Signale für einige wenige Frequenzen detektiert werden. Die Moden oberhalb der uniformen Mode können als auf die Grenzfläche bezogene stehende Spinwellen-Moden interpretiert werden. Es wurde versucht, die Dispersionsrelation wieder in die verschiedenen Bereiche einzuteilen. Allerdings war aufgrund der deutlich reduzierten Anzahl der detektierten Moden nur eindeutig die Bulksättigung zu bestimmen. Diese liegt an der Stelle, an der die quasi uniforme Mode einsetzt ( $B = 30.2\text{ mT}$ ). Vor diesem Bereich liegt die Magnetisierung hauptsächlich entlang der langen Leiterbahnachse und die Magnetisierungskomponente senkrecht zur langen Leiterbahnachse ist klein. Die in diesem Bereich entstehenden Moden werden –wie zuvor– als stehende Spinwellenausbreitung senkrecht zur langen Leiterbahnachse mit dynamischen magnetostatischen Feldern verursacht durch effektive Pinning-Bedingungen an den Rändern identifiziert. Oberhalb der Bulksättigung kann nur eine Mode ausgemacht werden (grün), die mit Hilfe der zuvor gezeigten Spektren schon als Randresonanzmode bestimmt werden konnte. Das Auflösungsvermögen entspricht nicht dem des Aufbaus in Irvine. Zum Einen liegt dies an einem 2.5-fach stärkerem Rauschen in den Einzelmessungen, welches von dem benutzten Mikrowellenverstärker erzeugt

wurde. Zum Anderen ist es auch im Bereich des Möglichen, dass bestimmte Moden mit dieser Anregungsmethode bevorzugt angeregt werden können und andere wiederum nicht. Generell können auch hier mehr als eine Mode detektiert werden. Mit einer weiterer Optimierung ist sicherlich auch eine Verbesserung dieser Anregungsmethode möglich.

### 4.2.3 Identifikation der Moden mit Hilfe von mikromagnetischen Simulationen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden, zusätzlich zu den Messungen, OOMMF-Simulationen in Zusammenarbeit mit Herrn Sven Stienen durchgeführt, um ein besseres Verständnis der Ummagnetisierungsprozesse innerhalb der Leiterbahn zu erhalten. Eine ausführliche Darstellung und Interpretation der Simulationsergebnisse können in der Doktorarbeit von Herrn Sven Stienen [177] nachgelesen werden. Hier dienen diese Ergebnisse allein dazu, die verschiedenen Moden aus dem Experiment zu verifizieren. Analog zur Durchführung der Messungen wird für jede Frequenz ein Spektrum berechnet und alle Spektren werden anschliessend zu einer Dispersionsrelation zusammen geführt.

Der gewählte Ansatz für die Simulationen entspricht dem in Kapitel 3.5 beschriebenen zweiten Ansatz. Hier wird ein zeitabhängiges magnetisches Feld senkrecht zum externen Magnetfeld verwendet, das dem hochfrequenten Mikrowellenfeld im Experiment entspricht. Dieses Feld führt zu einer Anregung der magnetischen Momente und dadurch zu einer Präzession dieser nach der Landau-Lifshitz-Gleichung. Die Komponente der Magnetisierung, die in Richtung des Hochfrequenzfeldes zeigt, wird nach einer bestimmten Anzahl von Schwingungen gespeichert. Das Verändern des externen Magnetfeldes genauso wie im Experiment hat zur Folge, dass die Magnetisierung in Resonanz gerät. Dadurch entsteht eine Amplitudenvergrößerung der Präzession. Die Amplitude wird im Resonanzfeld maximal. Aus dem so ermittelten Spektrum wird die Amplitude der Schwingung parallel zum Hochfrequenzfeld als Funktion des externen Magnetfeldes dargestellt. Zusätzlich wird zu jedem Feldwert eine Momentaufnahme des Magnetisierungszustandes der Leiterbahn errechnet.

Für die Berechnung müssen verschiedene Parameter vorgegeben werden. Der  $g$ -Faktor wird mit  $g = 2.12$  [128, 178] gewählt und die Dämpfungskonstante mit

$\alpha = 0.007$  [129]. Die Sättigungsmagnetisierung des Systems wird mit  $M_S = 830 \frac{kA}{m}$  [129] angegeben und die Austauschkonstante mit  $A = 13 \cdot 10^{-12} \frac{J}{m}$  [179]. Aufgrund des polykristallinen Systems wird weder eine kubische noch uniaxiale Anisotropie in dem System berücksichtigt [180]. Die Formanisotropie wird aufgrund der vorgegebenen Dimensionen der Probe berücksichtigt. Die Schichtdicke der Probe wird mit 20 nm angegeben, die Länge der Leiterbahn mit 78  $\mu m$ . Es wurden Berechnungen für zwei verschiedene Breiten der Leiterbahn durchgeführt, für 1  $\mu m$  und 300 nm breite Leiterbahnen. Für die Berechnung wurden die Leiterbahn in Zellen zerlegt, entsprechend eines Kompromisses aus Rechenzeit und Genauigkeit. Die 1  $\mu m$  Leiterbahn wurde in Zellen der Dimensionen 300 nm  $\times$  20 nm  $\times$  20 nm zerlegt, die 300 nm breite Leiterbahn in Zellen der Dimension 300 nm  $\times$  6 nm  $\times$  20 nm aufgeteilt. Das externe Magnetfeld wurde von 0 bis 400 mT in 1 mT-Schritten für jedes Spektrum verändert. Um die Vergleichbarkeit zum Experiment zu gewährleisten, wurden sowohl Berechnungen für den Fall durchgeführt, dass das externe Magnetfeld in der Ebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist als auch für den Fall, dass das externe Magnetfeld in der Ebene senkrecht zur langen Leiterbahn orientiert ist.

### 1 $\mu m$ breite Leiterbahn, paralleler Fall

In Abbildung 4.32 sind exemplarische Simulationen zweier Einzelspektren für (a)

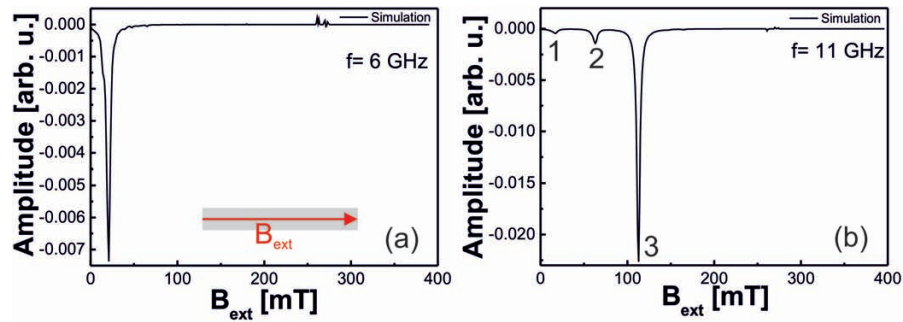


Abbildung 4.32: Simulationen von Einzelspektren für zwei verschiedene Frequenzen (a) 6 GHz und (b) 11 GHz für eine 1  $\mu m$  breite Leiterbahn. Es ist die Amplitude aufgetragen über das externe Magnetfeld, welches in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Die Zahlen markieren die sichtbaren Moden.

6 GHz und (b) 11 GHz gezeigt. Es ist die Amplitude der Schwingung in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes dargestellt. Das externe Magnetfeld ist in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert. Wie zuvor beschrieben, wird die Amplitudenänderung maximal, wenn das System in Resonanz gerät. Immer wenn dies der Fall ist, bildet sich ein Minimum im Spektrum aus und es lässt sich ein Wert für das Resonanzfeld bestimmen. In Abbildung 4.32 (a) wird ersichtlich, dass nur in einem Fall die Resonanzbedingung erfüllt wird. In Folge dessen ist nur eine Mode mit grosser Intensität (entspricht der Fläche unter der Kurve) zu sehen. In Abbildung 4.32 (b) hingegen sind insgesamt drei Moden zu erkennen, diese unterscheiden sich jedoch sehr stark in ihrer Intensität. Mode 3 ist die Mode mit der grössten Intensität. Im Vergleich dazu zeigt Mode 2 schon einen starken Intensitätsabfall, die Signalgrösse entspricht nur noch 6.3 % der Amplitude von Mode 3. Mode 1 zeigt eine noch kleinere Intensität, die nur noch 1.9 % der Amplitude von Mode 3 entspricht. Auch im Vergleich zwischen Mode 1 und 2 ist ein deutlicher Intensitätsunterschied zu erkennen. Mode 1 entspricht nur 29.5 % der Signalgrösse von Mode 2. Im Experiment wurde Mode 1 nicht detektiert, was darauf zurückzuführen ist, dass hier das Auflösungsvermögen des Messaufbaus nicht mehr ausreicht, um diese intensitätsschwache Mode detektieren zu können (s.Kap. 4.2.2.1). Mode 2, welche auch schon sehr intensitätsschwach war, konnte hingegen noch detektiert werden. Rechnungen dieser Art wurden für Frequenzen von 3 bis 12.4 GHz in 0.2 GHz-Schritten durchgeführt, alle Spektren wurden in einem Graustufenplot<sup>2</sup> zusammengeführt.

In Abbildung 4.33 ist eine sogenannte Dispersionsrelation zu sehen, das externe Magnetfeld ist in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert. Bei Betrachtung der Einzelspektren wird deutlich, dass schwarz dem Minimum der Mode mit der höchsten Intensität entspricht und weiss der Nulllinie (s. Abb. 4.32). Deutlich tritt dann in der Dispersionsrelation die intensiv schwarze Mode auf, welche mit einem (c) gekennzeichnet ist. Links davon sind noch zwei weitere Moden (a) und (b) zu erkennen, die sich in ihrer Intensität stark von Mode (c) unterscheiden. Dieses kann mit Abbildung 4.32 (b) erklärt werden. Mode 1 entspricht der (a) gekennzeichneten Mode und Mode 2 der mit (b) gekennzeichneten Mode. Wie schon zuvor beschrieben, unterscheiden sich die Moden stark in ihrer Intensität,

---

<sup>2</sup>In dem Graustufenplot sind Frequenz und Feld auf der x- bzw. y-Achse und als Graustufenwert die Amplitude aufgetragen.

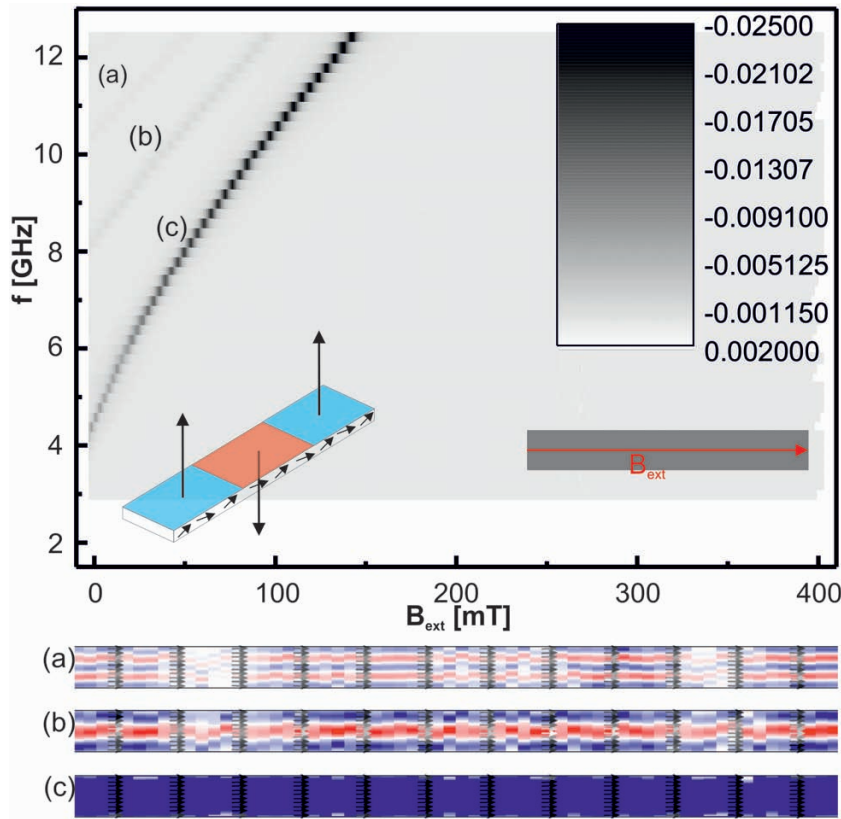


Abbildung 4.33: Simulation der Dispersionsrelation für eine 1  $\mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen, welches in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Zusätzlich sind Momentaufnahmen der z-Komponente der Magnetisierung abgebildet (a), (b) und (c).

dies spiegelt sich auch in dem Graustufenplot wieder. Als zusätzliche Information wird bei jedem erzeugten Spektrum für jeden Feldwert eine Momentaufnahme des Magnetisierungszustandes der Leiterbahn erhalten. Hierdurch ist es möglich die jeweilige Mode zu identifizieren. In Abbildung 4.33 sind diese Momentaufnahmen unterhalb des Graustufenplots zu sehen und sind, entsprechend zu den sichtbaren Moden in der Dispersionsrelation, mit (a), (b) und (c) gekennzeichnet. Die Farbskalierung zeigt die z-Komponente der Magnetisierung und wird in einer schematischen Zeichnung der Leiterbahn verdeutlicht, die im Graustufenplot eingefügt ist. Alle blau eingefärbten Bereiche weisen auf eine Verkipfung der Magnetisie-

rungskomponenten in +z-Richtung hin. Alle rot eingefärbten Bereiche weisen auf eine Verkipfung der Magnetisierungskomponenten in -z-Richtung hin. Weiße Bereiche weisen keine Verkipfung der Magnetisierungskomponente in z-Richtung auf. Zusätzlich zu der Farbkodierung sind in die Bilder (a), (b) und (c) ergänzend Pfeile eingezeichnet, die die Magnetisierungsausrichtung in der x-y-Ebene anzeigen. In der zu Mode (a) zugehörigen Abbildung 4.33 (a) ist zu sehen, dass die Magnetisierung in der x-y-Ebene entlang der Magnetfeldrichtung ausgerichtet ist, also parallel zur langen Leiterbahnnachse. Zudem ist für die z-Komponente der Magnetisierung ein mehrfacher Farbwechsel zu sehen, insgesamt wechselt der Farbcode fünf Mal zwischen blau und rot. Die Spins präzedieren also gegenphasig in den verschiedenen Bereichen. Zwischen jedem Farbwechsel ist ein weisser Bereich zu sehen. Anschaulich kann dieser Farbwechsel wie eine Welle betrachtet werden, deren Wellenvektor senkrecht zur langen Leiterbahnnachse orientiert ist und die vier Knotenpunkte (weiße Bereiche) aufweist. Aufgrunddessen, dass in den OOMMF-Simulationen die z-Richtung nur als eine Zelle angenommen wird, kann die Mode als stehende Spinwelle identifiziert werden ( $k=5$ ). Es werden nur ungerade Moden angeregt, bei geraden Moden würde es sich um eine symmetrische Anregung handeln und daher wäre die z-Komponente der Magnetisierung nicht anregbar [181]. In Mode (b) in Abbildung 4.33 (b) ist ein ähnliches Bild zu sehen. Die Anzahl der Farbwechsel sind jedoch reduziert. Es gibt insgesamt drei Wechsel zwischen blau und rot. Auch hier ist die Magnetisierung in der x-y-Ebene parallel zum externen Magnetfeld ausgerichtet. Zwischen den Farbwechseln befinden sich erneut weisse Bereiche. Wie oben beschrieben handelt es sich in diesem Fall um eine Spinnwelle mit 2 Knotenpunkten ( $k=3$ ).

Bei der letzten Mode (c) in Abbildung 4.33 (c) verändert sich das Bild. Hier ist kein Farbwechsel mehr zu beobachten, die Leiterbahn ist homogen blau eingefärbt. Die Verkipfung der z-Komponente ist überall innerhalb der Probe gleich und die Spins präzedieren in Phase miteinander. Die Magnetisierung in der x-y-Ebene ist immer noch parallel zum externen Magnetfeld ausgerichtet. Die Mode kann als quasi uniforme Mode identifiziert werden.

Die Dispersionsrelation für die experimentellen Daten sieht der simulierten Dispersionsrelation sehr ähnlich. Allerdings konnten nur zwei Moden in dem experimentellen Aufbau detektiert werden, was an der geringen Intensität der Mode mit  $k=5$  liegt. Anhand dieser Simulation wird deutlich, dass das Auflösungsvermögen des



experimentellen Aufbaus sehr gut ist, da die Intensität der Oberflächenspinwelle mit  $k=3$  im Vergleich zur Intensität der quasi uniformen Mode stark verringert ist und dennoch im verwandten experimentellen Aufbau aufgelöst werden kann. Hinzu kommt, dass in der Simulation eine homogene Mikrowellenanregung über den kompletten Streifen erzeugt wird. Im Experiment dagegen ist die Anregung nur homogen über die Breite des Kurzschlusses ( $10\text{ }\mu\text{m}$ ) und fällt danach vermutlich ab [182].

### 1 $\mu\text{m}$ breite Leiterbahn, senkrechter Fall

In Abbildung 4.34 sind die Simulationen von zwei Einzelspektren für (a) 3 GHz

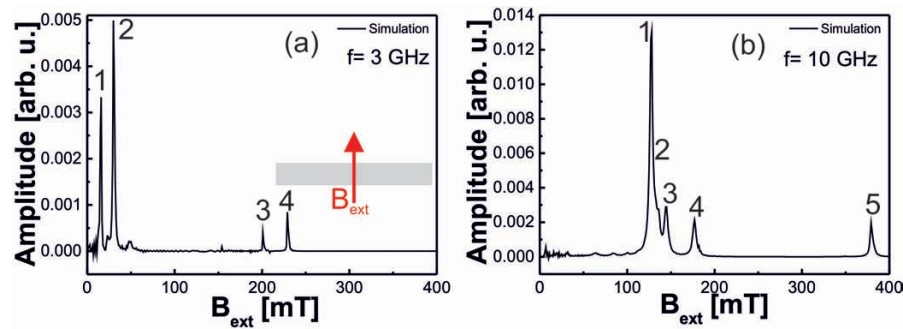


Abbildung 4.34: Simulationen von Einzelspektren für zwei verschiedene Frequenzen (a) 3 GHz und (b) 10 GHz für eine  $1\text{ }\mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Es ist die Amplitude aufgetragen über das externe Magnetfeld, welches in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Die Zahlen markieren die sichtbaren Moden.

und (b) 10 GHz für eine  $1\text{ }\mu\text{m}$  breite Leiterbahn, zu der das externe Magnetfeld in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist, zu sehen. Hier ist die Amplitude über das externe Magnetfeld aufgetragen. Wenn das System in Resonanz gerät, wird die Amplitude des Signals maximal. In Abbildung 4.34 (a) wird die Resonanzbedingung mehrfach erfüllt. In Folge dessen treten eine Vielzahl von Moden auf, insgesamt sind es vier deutlich erkennbare Peaks. Bei tiefen Frequenzen werden deutlich mehr Resonanzen, als in der parallelen Geometrie, beobachtet. Die Signale unterscheiden sich stark in ihrer Intensität. Mode 2 ist das Signal mit der höchsten Intensität zuzuordnen. Das nächst grössere Signal

besitzt Mode 1, dieses beträgt nur noch 66.7 % der Signalgrösse von Mode 2. Mode 3 hat noch 8.1 % der Signalgrösse und Mode 4 noch 16.9 %. Das Rauschen vor Mode 1 entsteht durch die magnetischen Momente, die in der Probe anfangs noch in leichter Richtung, also entlang der langen Leiterbahnnachse, ausgerichtet sind. Mit Erhöhen des externen Magnetfeldes richtet sich ein Großteil der magnetischen Momente senkrecht zur langen Leiterbahnnachse aus. Auch im Experiment (s. Abb. 4.19 (a)) zeigt sich, dass bei einer ähnlichen Frequenz (2.5 GHz) mehrfach die Resonanzbedingung erfüllt wird. Dies ist vier Mal der Fall, jedoch bilden sich im Experiment statt der erwarteten Peaks zwei Dips bei Mode 1 und 3 aus.

In Abbildung 4.34 (b) zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei dem Spektrum für 3 GHz, jedoch wird hier die Resonanzbedingung insgesamt fünf Mal erfüllt. Auch hier muss das Feld erst erhöht werden, damit sich der Großteil der magnetischen Momente senkrecht zur langen Leiterbahnnachse ausrichtet. Dies zeigt sich in dem Rauschen bei kleinen externen Magnetfeldern. Sobald die Resonanzbedingung erfüllt ist, entsteht ein Peak im Spektrum. Das Signal mit der höchsten Amplitudenintensität ist Mode 1, die anderen vier Moden verlieren deutlich an Intensität im Vergleich zu dieser. Mode 2 hat nur noch 21.1 % der Signalgrösse im Vergleich zu Mode 1, bei Mode 3 sind es 22.2 %, bei Mode 4 16.4 % und bei Mode 5 noch 15.2 %. Im Experiment (s. Abb. 4.19 (b)) ist ein vergleichbares Verhalten wie in der Simulation zu beobachten. Für Frequenzen von 2 bis 12 GHz in 0.2 GHz-Schritten wurden Rechnungen dieser Art durchgeführt. Die daraus erhaltenen Spektren wurden zu einer Dispersionsrelation zusammen geführt.

Abbildung 4.35 zeigt die Dispersionsrelation als Graustufenplot, aufgetragen ist die Frequenz über das externe Magnetfeld, welches in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnnachse orientiert ist. Die Farbskala ist im Plot aufgezeigt, weiß entspricht einer niedrigen Amplitudenänderung und schwarz einer hohen Amplitudenänderung. Die Zuordnung der Amplitudenänderung kann mit Hilfe der Einzelspektren (s. Abb. 4.34) verdeutlicht werden, schwarz entspricht hier dem Maximum der Mode mit der höchsten Intensität und weiß entspricht der Nulllinie in den Spektren. Diese Informationen werden dann in der Dispersionsrelation zusammengeführt, es können deutlich mehr Moden in ihrer Frequenzabhängigkeit wahrgenommen werden als in der parallelen Messgeometrie. Alle eindeutig bestimmbar Moden sind von (a) bis (h) gekennzeichnet. Zu jeder dieser Moden gibt es eine Momentaufnahme der z-Komponente der Magnetisierung. Zwischen der Mode, die

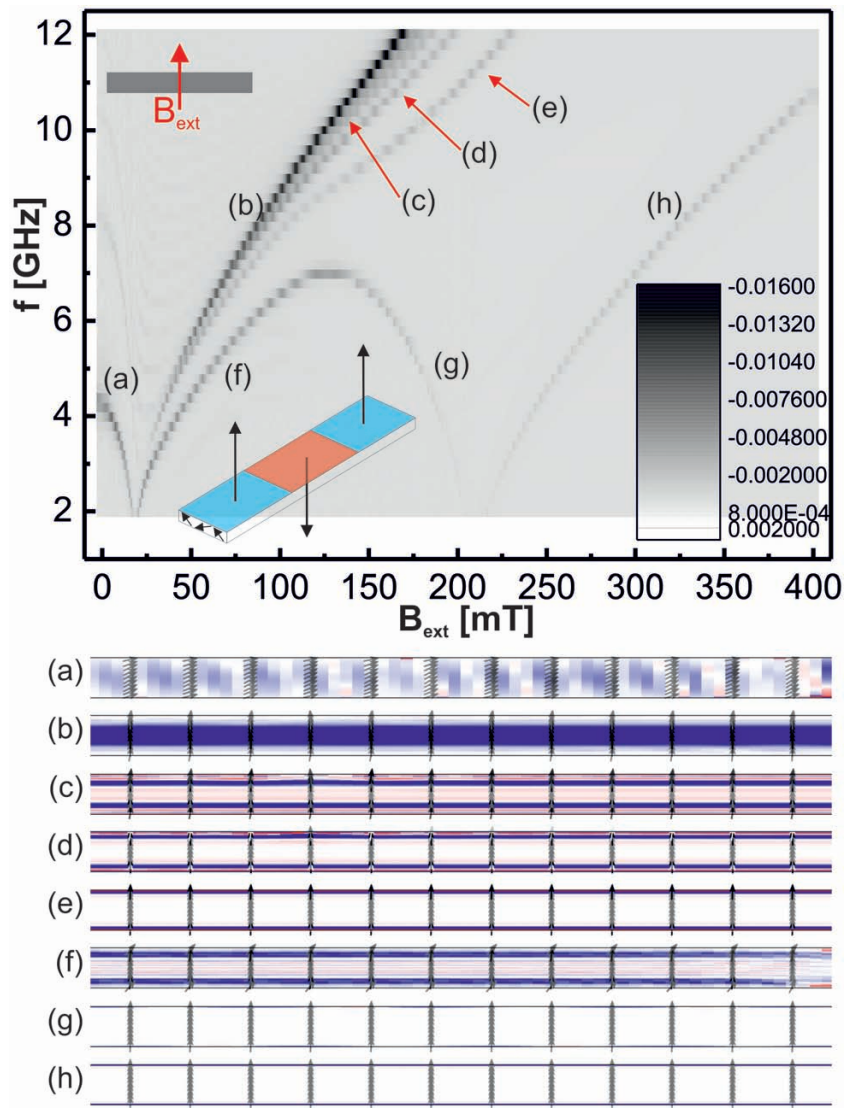


Abbildung 4.35: Simulation der Dispersionsrelation für eine 1  $\mu\text{m}$  breite Leiterbahn. Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen, welches in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Zusätzlich sind Momentaufnahmen der z-Komponente der Magnetisierung abgebildet (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g) und (h).

mit (a) gekennzeichnet ist, und der Mode, die mit (b) gekennzeichnet ist, zeigen sich noch mehr sehr intensitätsschwache Moden. Aufgrund der sehr geringen In-

tensität dieser Moden, die sich hier schon in der Simulation zeigt und, nach den bisher vorhandenen Erfahrungen, nicht im Experiment detektiert werden können, wird im Weiteren auf diese Moden nicht mehr eingegangen. Nach jetzigem Wissen liegt die Vermutung nahe, dass es sich hierbei um stehende Spinwellenmoden handelt [171]. Auch können die gekennzeichneten Moden der Dispersionsrelation den Moden in den Einzelspektren zugeordnet werden. Die Moden aus dem Einzelspektrum für 3 GHz (s. Abb. 4.34 (a)) können wie folgt zugeordnet werden. Mode 1 entspricht der mit (a) gekennzeichneten Mode, Mode 2 gehört zu der mit (f) gekennzeichneten Mode, Mode 3 ist zugehörig zu der mit (g) gekennzeichneten Mode und Mode 4 korreliert mit der als (h) gekennzeichneten Mode. Die Moden aus dem Einzelspektrum für 10 GHz (s. Abb. 4.34 (b)) können wie folgt zugeordnet werden. Mode 1 entspricht der mit (b) gekennzeichneten Mode, Mode 2 der mit (c), Mode 3 der mit (d), Mode 4 der mit (e) und Mode 5 der mit (h). Die Momentaufnahmen der z-Komponente der Magnetisierung sind zugehörig zu den Feldwerten, die aus den Einzelspektren entnommen wurden und können näher betrachtet werden.

Hierfür wird mit Abbildung 4.35 (a) für Mode (a) begonnen. Der zugehörige Farbcode wird in einer schematischen Zeichnung der Leiterbahn, welche in den Graustufenplot der Dispersionsrelation eingefügt wurde, dargestellt. Die Farbskalierung zeigt die z-Komponente der Magnetisierung, die blau eingefärbten Bereiche zeigen eine Verkipfung der Magnetisierungskomponente in +z-Richtung auf. Die rot eingefärbten zeigen eine Verkipfung der Magnetisierungskomponente in -z-Richtung. Weiß eingefärbte Bereiche zeigen keine Verkipfung der Magnetisierungskomponente in z-Richtung. Zusätzlich zu der Farbkodierung sind in allen Bildern von (a) bis (h) Pfeile eingezeichnet, die die Magnetisierungsausrichtung in der x-y-Ebene anzeigen. In der der Mode (a) zugehörigen Abbildung 4.35 (a) ist eine willkürliche Verteilung von roten, blauen und weissen Bereichen zu sehen, jedoch der Hauptteil der Bereiche ist blau eingefärbt. Die blau eingefärbten Bereiche weisen unterschiedliche Schattierungen der Farbe blau auf, dies zeigt einen unterschiedlichen Grad der Verkipfung der Magnetisierung auf. Auch hier hat der Hauptteil der Bereiche aber die gleiche Einfärbung, was einer quasi uniformen Anregung entspricht. Auffällig ist auch, dass die Pfeile, die die Magnetisierungsrichtung in der x-y-Ebene anzeigen, nicht vollständig senkrecht zur langen Leiterbahnnachse ausgerichtet sind, sondern eine Verkipfung aufweisen. Diese Mode wird „not-aligned“ quasi uniforme

Mode genannt. Wie zuvor schon aufgezeigt, bildet sich diese Mode im Experiment (s. Abb. 4.19 (a) Mode 1) nicht als Peak sondern als Dip aus und bietet damit die Möglichkeit die „not-aligned“ Mode von den übrigen Moden zu unterscheiden.

Als nächstes wird die zu Mode (b) zugehörige Abbildung 4.35 (b) näher betrachtet. Das Zentrum des Streifens ist gleichmässig blau eingefärbt, die Farbintensität nimmt zu den Rändern des Streifens ab und an den Rändern selbst verschwindet die blaue Einfärbung ganz und wird durch weiß ersetzt. Das Zentrum des Streifens wird homogen angeregt, dort präzedieren alle magnetischen Momente in Phase. Zu den Rändern des Streifens nimmt diese homogene Anregung ab und verschwindet an den Rändern ganz. Dies ist darauf zurück zu führen, dass innerhalb des Streifens kein homogenes effektives Magnetfeld, speziell zu den Rändern hin, vorliegt [183, 177]. Das spiegelt sich in der abnehmenden Intensität der blauen Einfärbung wieder. Aufgrund der hohen Intensität in dem Einzelspektrum (s. Abb. 4.34 (b)) und der grösstenteils homogenen Anregung im Zentrum des Streifens kann die Mode als die quasi uniforme Mode identifiziert werden. Das quasi wird vorangestellt, um deutlich zu machen, dass es keine homogene Anregung über die gesamte Breite des Streifens gibt. Zusätzlich ist zu sehen, dass das externe Magnetfeld nun gross genug ist, um die Magnetisierung grösstenteils senkrecht zur langen Leiterbahnachse zu orientieren. An den Rändern der Leiterbahn liegt immer noch eine Verkipfung der Magnetisierung in der x-y-Ebene vor.

Die zu den Moden (c), (d) und (e) gehörigen Abbildungen 4.35 (c)-(e) müssen gemeinsam betrachtet werden. Auffällig in allen drei Abbildung ist, dass es immer zwei intensiv blau eingefärbte Bereiche gibt, die immer weiter nach aussen zu den Rändern der Probe wandern und dabei immer schmaler werden. Innerhalb der zwei blauen Bereichen sind, mit einer schwachen Intensität, Farbwechsel von rot nach blau zu sehen. Wegen dieser schwachen Intensität ist es jedoch schwer zu sagen, wie viele Farbwechsel an dieser Stelle auftreten. Das Verhalten innerhalb der blauen Bereiche ist ähnlich, wie schon zuvor beschrieben, bei einer Spinwelle. Ausserhalb der blauen Bereiche ist die Anregung nicht mehr homogen und weist eine willkürliche Verteilung von blauen, roten und weißen Bereichen auf. Es handelt sich hier nicht um eine klassische stehende Spinwelle. Aufgrund der hohen Intensität der blauen Bereiche lässt sich darauf zurückschliessen, dass es sich hier um eine Überlagerung der quasi uniformen Mode und einer stehenden Spinwelle handeln könnte. Die quasi uniforme Mode verschiebt sich immer weiter nach aus-

sen zu den Rändern, der Bereich der Spinwellenausbreitung wird als Folge dessen grösser. Die Magnetisierung liegt in allen drei Abbildungen senkrecht zur langen Leiterbahnachse, nur im Rand der Leiterbahn ist die Magnetisierung hier verkippt. Noch deutlicher wird dies in der zur Mode (f) gehörigen Abbildung 4.35 (f). Die beiden intensiv blau gefärbten Bereiche sind breiter als in Abbildung 4.35 (c). Deutlich sind innerhalb dieser beiden blauen Bereiche eine Vielzahl von Farbwechseln von blau nach rot zu beobachten. Insgesamt wechselt der Farbcode sieben Mal von blau nach rot. Die stehende Spinwelle, innerhalb der blauen Bereiche, hat also 6 Knoten und ist somit eine Spinwelle mit  $k=7$ . Auch hier ist eine Überlagerung zwischen der quasi uniformen Mode und einer Spinwelle zu beobachten. Es wird bei der Magnetisierung eine Verkipfung der Magnetisierung in den Rändern beobachtet. Im Zentrum des Streifens ist die Magnetisierung weiterhin senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert.

In der zu Mode (g) gehörigen Abbildung 4.35 (g) ist zu sehen, dass die Magnetisierung im Rand immer noch leicht verkippt ist und nur innerhalb des Zentrums des Streifens senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Es ist deutlich zu sehen, dass der Streifen weitestgehend nicht angeregt wird. Dies wird durch die weiße Einfärbung verdeutlicht. An den Rändern ist ein Streifen blauer Farbe zu erkennen. Der Rand der Probe gerät also in Resonanz, allerdings ist die Magnetisierung noch verkippt. Das externe Magnetfeld reicht somit noch nicht aus, um alle magnetischen Momente senkrecht zur langen Leiterbahnachse auszurichten. Dennoch wird die Resonanzbedingung erfüllt. In diesem Fall wird die Mode dann „not aligned“ Randresonanzmode genannt. Auch hier zeigt sich im Experiment (s. Abb. 4.19 (a) Mode 3) die Mode nicht als Peak sondern als Dip. Damit wird deutlich gezeigt, dass diese Form der Detektion die Möglichkeit gibt die „not-aligned“ Mode von den übrigen Moden zu unterscheiden.

Als letztes wird die zur Mode (h) zugehörige Abbildung 4.35 (h) betrachtet. Hier ist die Magnetisierung vollständig senkrecht zur langen Leiterbahnachse ausgerichtet. Die magnetischen Momente innerhalb des Streifens werden erneut nicht zur Präzession angeregt, jedoch ist ein blauer Streifen entlang der Ränder zu sehen. Die magnetischen Momente in den Rändern präzedieren erneut. Aufgrund der ausgerichteten Magnetisierung in den Rändern wird hier von einer Randresonanzmode gesprochen.

Die Simulation passt qualitativ gut zum Experiment (s. Abb. 4.20), was den Ver-

lauf der verschiedenen Moden angeht, jedoch bezüglich der genauen Modenpositionen gibt es Abweichungen. Die not aligned quasi uniforme Mode und die quasi uniforme Mode stimmen sowohl in ihrer Position als auch in ihrem Verlauf in Experiment und Simulation gut überein. Anders verhält es sich mit den Moden (c)-(e). Deren Positionen stimmen nicht mehr überein, qualitativ sind die Verläufe jedoch noch sehr ähnlich. Drastischer ist der Unterschied zwischen den Moden (f)-(h) aus der Simulation. Im Vergleich zum Experiment tritt Mode (f) zunächst bei gleichen Feldern auf, jedoch bei Erhöhen der Frequenz weichen die Resonanzfelder immer weiter voneinander ab. Im Experiment erreicht die Mode ihr Maximum bei niedrigeren Frequenzen als bei der Simulation und endet damit bei kleineren Resonanzfeldern. Entsprechend setzt Mode (g), die not aligned Randresonanzmode, auch bei niedrigen Frequenzen als in der Simulation ein und verschwindet bei einem ungefähr 100 mT kleinerem Resonanzfeld. Die Randresonanzmode (h) ist um etwa 100 mT zu kleineren Feldern verschoben. Diese deutliche Abweichung dieser drei Moden lässt sich dadurch erklären, dass in der OOMMF-Simulation davon ausgegangen wurde, dass der Streifen perfekte Kanten ohne jede Rauigkeit aufweist. Die Proben für das Experiment haben allerdings keine perfekten Kanten, sondern weisen Rauigkeit, Defekte oder nicht rechteckige Profile auf, eventuell auch eine Mischung aus mehreren dieser Aspekte. Die Moden (f)-(h) sind sehr sensitiv auf Änderungen in der Kantenbeschaffenheit der Ränder. Kantenrauigkeit ist eine wichtige Charakteristik, dies wurde in früheren Arbeiten mehrfach nachgewiesen [158, 159, 160, 161, 162]. In dem Paper von McMichael [171] wird auf weitere Arten von nicht idealen Rändern eingegangen und wie diese sich auf die entstehende Dispersionsrelation, im Speziellen auf die drei Moden (f)-(h), auswirken. Deutliche Unterschiede können durch das geometrische Profil einer Randoberfläche verursacht werden, dies wurde auch schon in [167, 184] diskutiert. Ein abweichendes geometrisches Profil zum idealen Fall kann in dieser Arbeit durch den elektronenlithografischen Schreibprozess (Erzeugung eines unterkehligen Lackprofils) oder durch den Liftoff-Prozess erzeugt worden sein. In dem Paper von McMichael [171] wird eine Verkipfung der Randoberfläche um einen Winkel angenommen. Es kann gezeigt werden, dass je grösser der Verkipfungswinkel ist, umso kleiner wird die Sättigungsmagnetisierung im Randbereich. Dies führt zu einer deutlichen Verschiebung der Modenpositionen. Die Verkipfung der Randoberfläche reduziert das Sättigungsfeld durch Reduzierung der Grössenordnung des magnetostatischen Fel-

des in der Nachbarschaft der Kanten. Eine andere Möglichkeit für die Verschiebung der Modenpositionen ist die Anwesenheit einer Oberflächenanisotropie [171]. Die Oberflächenanisotropie ist minimal, wenn die Magnetisierung normal zur Oberfläche ausgerichtet ist, jedoch bevorzugt die Oberflächenanisotropie eine Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zur Randoberfläche. Dies wiederum führt zu einer Reduzierung des Sättigungsfeldes. Je grösser also die Oberflächenanisotropie ist, desto kleiner wird das Sättigungsfeld. Darauf folgt auch hier eine Verschiebung der Modenpositionen.

Die experimentellen Ergebnisse wurden zuvor mit dem theoretischen Paper von McMichael [171] verglichen, im Vergleich zu diesem Paper treten hier in den theoretischen Simulation zusätzliche Moden (s. Abb. 4.35 (c), (d) und (e)) auf. Dies ist jedoch mit den unterschiedlichen Ansätzen der Simulation zu erklären. In dem McMichael Paper [171] wird im Gegensatz zu hier zunächst ein Feld-gepulster Prozess benutzt, um die dynamischen Eigenschaften des Streifens zu berechnen. Ausserdem wird ein Ansatz zur Energieminimierung benutzt, der es der Magnetisierung erlaubt ins Gleichgewicht mit dem angelegten Feld zu kommen. Die Dynamik der Magnetisierung wird angeregt mit einem kurzen, räumlich uniformen Feldpuls. Dieser lenkt die Magnetisierung ungefähr  $1^\circ$  von der Gleichgewichtslage in z-Richtung aus bei einem 1.0 T grossem angelegten Feld für etwa 100 fs. Dies entspricht einer breitbandigen Anregung, welche hauptsächlich viel grösser als 100 GHz ist. Die dadurch erhaltene zeitabhängige Serie für  $M_z(\vec{r}_i, t)$  für jede mikromagnetische Zelle  $i$  wird Fourier transformiert und ist dann proportional zu der Suszeptibilitätsfunktion. Dadurch werden andere Informationen erhalten, als in der Simulation hier, welche jedoch näher an dem eigentlichen Experiment orientiert ist.

### 300 nm breite Leiterbahn, paralleler Fall

Aufgrunddessen, dass die Dispersionsrelation für die 622 nm breite Leiterbahn im Vergleich zu der Dispersionsrelation für die  $1.18 \mu\text{m}$  breite Leiterbahn aus dem Experiment sich in ihrem Verlauf kaum unterscheiden, wurde darauf verzichtet Simulationen für eine 600 nm breite Leiterbahn durchzuführen. Da sich das Modenverhalten in der Dispersionsrelation, für eine 289 nm breite Leiterbahn deutlich ändert, wurden hierfür erneut Simulationen durchgeführt.

In Abbildung 4.36 ist die Simulation einer Dispersionsrelation für eine 300 nm brei-



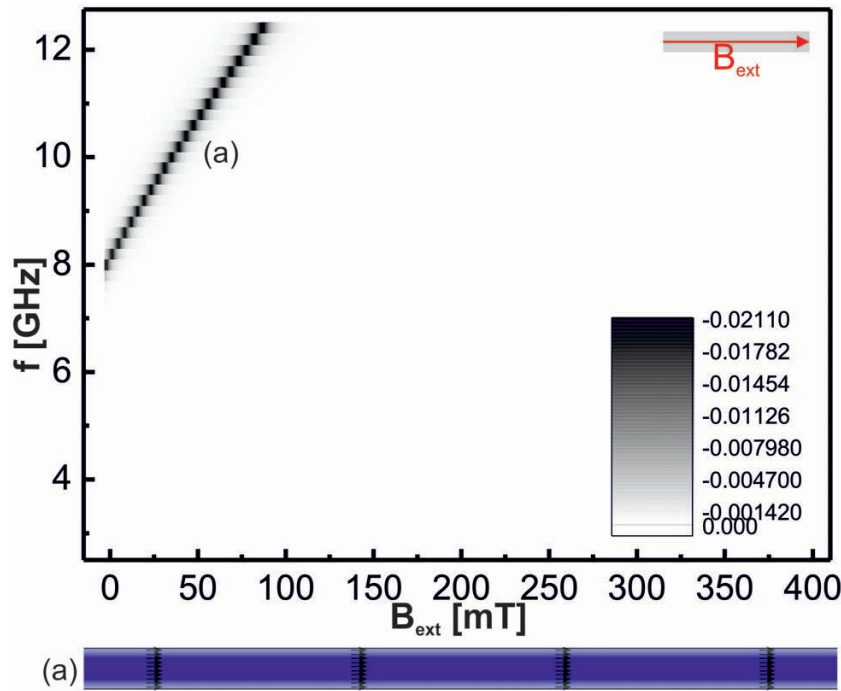


Abbildung 4.36: Simulation der Dispersionsrelation für eine 300 nm breite Leiterbahn. Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen, welches in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Zusätzlich ist eine Momentaufnahme der z-Komponente der Magnetisierung abgebildet für (a).

te Leiterbahn zu sehen. Das externe Magnetfeld ist in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert. Es ist die Frequenz aufgetragen über dem externen Magnetfeld als Graustufenplot, die Signalintensität wird durch die Farbskala verdeutlicht. Die enthaltenen Informationen wurden aus Simulationen von Einzelspektren, für einen Frequenzbereich von 3 bis 12.4 GHz in 0.2 GHz-Schritten, gewonnen. Auch hier entspricht schwarz einer hohen Amplitudenänderung und weiß einer niedrigen. Hier tritt im Gegensatz zu der Dispersionsrelation für eine 1  $\mu\text{m}$  breite Leiterbahn (s. Abb. 4.33) nur eine Mode auf, die mit (a) gekennzeichnet ist und zu der es auch eine zugehörige Abbildung 4.36 (a) der z-Komponente der Magnetisierung gibt. Der Farbcode für die Darstellung der z-Komponente ist genauso wie in Abbildung 4.33. Alle blau eingefärbten Bereiche weisen also eine Verkipfung der Magnetisierungskomponente in +z-Richtung auf, in den weißen

Bereichen gibt es keine Verkipfung der Magnetisierungskomponente in z-Richtung. Zusätzlich zeigen die eingezeichneten Pfeile die Magnetisierungsrichtung in der x-y-Ebene auf, welche hier parallel zum externen Magnetfeld orientiert ist. Es ist deutlich zu sehen, dass die blaue Einfärbung nicht gleichmässig über die gesamte Breite des Streifens ist. Bis in die Nähe der Ränder ist der Streifen homogen mit einem intensiven blau eingefärbt, dann nimmt die Farbintensität deutlich zu den Rändern hin ab. Innerhalb des Bereichs, der homogen eingefärbt ist, sind also alle magnetischen Momente in Phase mit der gleichen Amplitude und sind gleich stark verkippt. In dem Bereich in dem die Einfärbung an Intensität verliert, nimmt auch die Verkipfung der Magnetisierungskomponente in z-Richtung ab. Der Streifen ist also nicht mehr über seine ganze Breite homogen angeregt. Dieses Verhalten wurde so deutlich vorher nur in Abbildung 4.35 (b) beobachtet. Die Mode kann als quasi uniforme Mode bezeichnet werden. Wie zuvor auch im Experiment schon beobachtet, tritt die quasi uniforme Mode erst bei höheren Frequenzen auf. Im Experiment ab 9 GHz und in der Simulation ab 8 GHz. Das die Resonanzbedingung erst bei höheren Frequenzen erfüllt wird, hängt zusammen mit dem Austauschfeld, welches mit der Verringerung der Breite der Leiterbahn eine grössere Rolle spielt [52, 185]. Das Austauschfeld bewirkt eine Kopplung von magnetischen Momenten, aus der eine magnetische Ordnung resultiert. Diese Wechselwirkung ist zwar stärker als die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zweier atomarer magnetischer Momente aber viel kurzreichweitiger, daher kann die Austauschwechselwirkung als eine Nächste-Nachbarn-Wechselwirkung angesehen werden [78, 186]. Die Austauschwechselwirkung bevorzugt eine Magnetisierungskonfiguration mit kleinen Divergenzen der Magnetisierung. Da diese Wechselwirkung sehr stark und kurzreichweitig ist, strebt sie nach der Parallelität der benachbarten Spins. Das heisst, treten Inhomogenitäten in der Magnetisierung durch nicht parallel stehende Momente auf, wirkt die Austauschwechselwirkung über den Bereich der sogenannten Austauschlänge auf diese ein und führt eine parallele Ausrichtung der Spins herbei. Die Austauschlänge in Permalloy beträgt 5.7 nm [187, 188], dies ist in derselben Grössenordnung wie eine Dimension ( $300\text{ nm} \times 6\text{ nm} \times 20\text{ nm}$ ) der Zellen, in die die berechnete Leiterbahn zerlegt wurde. Daher kann die Austauschwechselwirkung bei der Interpretation dieser Ergebnisse nicht mehr ausser Acht gelassen werden.

### 300 nm breite Leiterbahn, paralleler Fall

In Abbildung 4.37 ist die Simulation der Dispersionsrelation für eine 300 nm breite

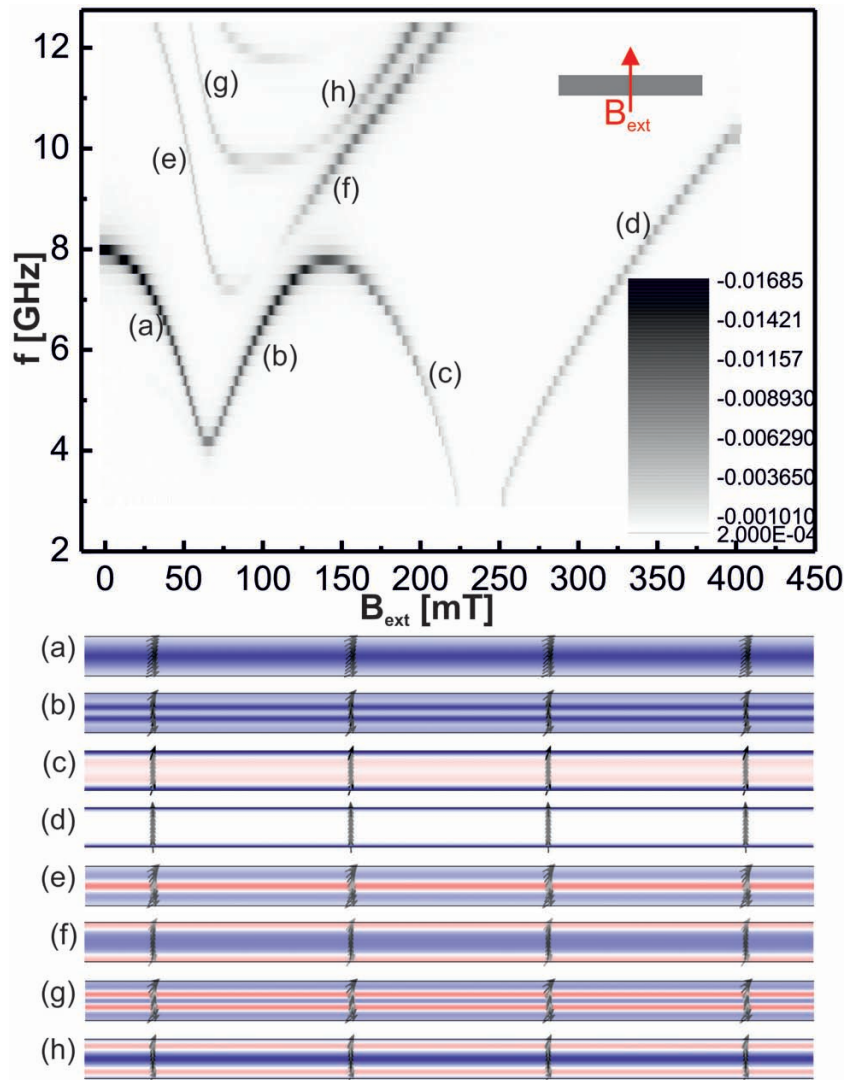


Abbildung 4.37: Simulation der Dispersionsrelation für eine 300 nm breite Leiterbahn. Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen, welches in der Probenebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert ist. Zusätzlich sind Momentaufnahmen der z-Komponente der Magnetisierung abgebildet (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g) und (h).

te Leiterbahn zu sehen. In dieser ist das externe Magnetfeld in der Probenebene senkrecht zu langen Leiterbahnachse orientiert. Erneut ist die Frequenz über das externe Magnetfeld in einem Graustufenplot aufgetragen. Zusätzlich gibt es zu jeder auftretenden Mode (a) bis (h) eine Momentaufnahme der z-Komponente der Magnetisierung zur Identifikation der auftretenden Moden. Die in dem Graustufenplot enthaltenen Informationen wurden aus Simulationen von Einzelspektren in einem Frequenzbereich von 3 bis 12.4 GHz in 0.2 GHz-Schritten erhalten. Im Vergleich zu der Dispersionsrelation für die 1  $\mu\text{m}$  breite Leiterbahn (s. Abb. 4.35) unterscheidet sich der Verlauf der Moden hier deutlich, eine Ähnlichkeit ist aber immer noch zu beobachten. Die hier mit (a) bis (d) gekennzeichneten Moden sind im Verlauf sehr ähnlich wie die in Abbildung 4.35 mit (a), (f), (g) und (h) gekennzeichneten Moden. Die Moden können miteinander verglichen werden. Die hier mit (a) gekennzeichnete Mode tritt bei 8 GHz um das Nullfeld herum auf und fällt dann auf ein Minimum bei 4.2 GHz bei einem externen Magnetfeld von 67 mT. Im Gegensatz hierzu tritt die Mode (a) in Abbildung 4.35 schon ab 4.4 GHz um das Nullfeld auf und dann bis 2 GHz (Grenze der Simulation) bei einem externen Magnetfeld von 19.5 mT abfällt. Vermutlich ist dort noch kein Minimum erreicht, denn die darauf folgende Mode (f) (s. Abb. 4.35) beginnt nicht im selben Punkt sondern erst bei 23 mT. Diese erreicht ihr Maximum bei 7 GHz bei einem externen Magnetfeld von 127 mT. Vergleichsweise startet hier die mit (b) gekennzeichnete Mode im Minimum von Mode (a) (4.2 GHz und 67 mT) aus Abbildung 4.37 und erreicht ihr Maximum bei 7.8 GHz bei einem Magnetfeld von 142 mT. Dort geht die Mode (b) dann in die Mode (c) über, welche dann bis 3 GHz (Grenze der Simulation) abfällt bis zu einem Magnetfeld von 226 mT. Auch hier wird das Minimum nicht erreicht, denn die danach entstehende Mode beginnt auch bei 3 GHz jedoch erst bei einem höheren Magnetfeld von 255 mT. Im Vergleich dazu fällt die Mode (g) aus Abbildung 4.35 bis 2 GHz (Grenze der Simulation) bis zu einem Magnetfeld von 207 mT ab. Die darauf folgende Mode (h) (Abb. 4.35) beginnt wieder bei 2 GHz, aber erst bei höheren Feldern (219 mT). Daher kann wieder davon ausgegangen werden, dass hier kein Minimum erreicht wurde. Ausserdem sieht es so aus, als wenn die mit (e) bis (h) gekennzeichneten Moden mit den zuvor nicht beschriebenen intensitätsschwachen Moden aus Abbildung 4.35 (dort zwischen den Moden (a) und (b)) korrelieren, hier jedoch eine grössere Intensität aufweisen und daher auch deutlicher hervortreten. Bei der mit (f) gekennzeichneten Mode könnte

es sich immer noch um die quasi uniforme Mode handeln. Jedoch kann hier keine eindeutigen Aussagen dazu gemacht werden, ob die Moden tatsächlich so zugeordnet werden können. Daher ist es nötig die Momentaufnahmen der z-Komponente der Magnetisierung näher zu betrachten. Die Farbcode ist der Gleiche wie zuvor. Zusätzlich zu der Farbinformation sind noch Pfeile eingezeichnet, die die Ausrichtung der Magnetisierung in der x-y-Ebene anzeigen.

Zunächst wird die mit (a) gekennzeichnete Mode mit der Momentaufnahme der z-Komponente der Magnetisierung in Abbildung 4.37 (a) näher betrachtet. In der Mitte der Leiterbahn ist ein intensiv eingefärbter blauer Streifen zu sehen, zu den Rändern der Leiterbahn nimmt die Intensität dann ab und die blaue Einfärbung verschwindet am Rand ganz und geht über ins Weiße. Zusätzlich ist zu sehen, dass die Magnetisierung in der x-y-Ebene nicht senkrecht zur langen Leiterbahnachse ausgerichtet ist, sondern einen Winkel hat zu dieser Ausrichtung. Der Streifen in der Mitte ist also vollständig angeregt. In diesem Bereich präzedieren die magnetischen Momente in Phase miteinander. Die Auslenkung nimmt zum Rand der Probe ab und damit auch die Anregungsamplitude. Jedoch gerät die Leiterbahn in Resonanz, die hauptsächlich in der Mitte der Leiterbahn erzeugt wird. Wie auch schon zuvor beschrieben, hat die Resonanzbedingung mehr als eine Lösung und wird in diesem Fall schon erfüllt. Es kann hier also genauso wie in Abbildung 4.35 (a) von einer „not aligned“ quasi uniformen Mode gesprochen werden.

Nun wird die mit (b) gekennzeichnete Mode mit der Abbildung 4.37 (b) näher betrachtet. Hier sind in der Nähe der Mitte der Leiterbahn zwei intensiv blaue Streifen zu sehen, zwischen diesen beiden Streifen und ausserhalb von diesen ist die Einfärbung in einem helleren Blautönen. An den jeweiligen Übergängen zwischen den verschiedenen Blautönen sind sehr schmale weisse Streifen zu sehen. Ein Farbwechsel von blau zu rot ist hier nicht zu beobachten. Zusätzlich ist erkennbar, dass die Magnetisierung in der x-y-Ebene zwischen den beiden intensiv blauen Streifen senkrecht zur langen Leiterbahnachse ausgerichtet ist, jedoch ausserhalb von den Streifen liegt immer noch eine Verkipfung der Magnetisierung vor. Die magnetischen Momente in den Rändern sind also noch gepinnt und richten sich noch nicht senkrecht zu langen Leiterbahnachse aus. Im Vergleich zu der Mode aus Abbildung 4.35 (f) ist es schwer zu sagen, um was für eine Mode es sich hier handelt. Zwar kann man sagen, dass die quasi uniforme Mode sich nach aussen verschiebt, aber in den Bereichen zwischen den beiden intensiv blauen Streifen erfolgt kein

Farbwechsel, der auf eine stehende Spinwelle hindeutet. Es tritt nur weiterhin eine Verkipfung der z-Komponente der Magnetisierung nach oben auf, die jedoch schwächer ist im Vergleich zu den beiden Streifen. Dieses veränderte Verhalten im Vergleich zu dem aus Abbildung 4.35 (f) kann mit Hilfe des Entmagnetisierungsfeldes innerhalb des Streifens begründet werden. Das Entmagnetisierungsfeld beruht auf der Dipol-Dipol-Wechselwirkung der einzelnen atomaren magnetischen Momente untereinander. Die vergleichsweise schwache Dipol-Dipol-Wechselwirkung kann zu keiner ferromagnetischen Ordnung bei Raumtemperatur führen, allerdings weist sie eine sehr grosse Reichweite auf und hat damit einen entscheidenden Einfluss auf die Existenz und die Ausbreitung von Spinwellen im Ferromagneten. In einem unendlich ausgedehnten Festkörper kompensieren sich die Felder der einzelnen magnetischen Momente. In einem endlichen oder inhomogenen magnetischen Körper können nicht mehr alle Felder kompensiert werden, der nicht-kompensierte Anteil der Dipolfelder erzeugt ein effektives Magnetfeld, welches dann innerhalb der Probe als Entmagnetisierungsfeld und ausserhalb der Probe als Streufeld bezeichnet wird. Das Entmagnetisierungsfeld ist abhängig von der Breite der Leiterbahn. Bei einer  $1\text{ }\mu\text{m}$  breiten Leiterbahn ist der homogene Bereich des Entmagnetisierungsfeldes viel grösser als bei einer  $300\text{ nm}$  breiten Leiterbahn. Erst an den Rändern wird das Entmagnetisierungsfeld stark inhomogen, was sich in einem steilen Absinken der statischen Magnetisierung bemerkbar machen würde [183]. In einer  $300\text{ nm}$  breiten Leiterbahn beschränkt sich der homogene Bereich des Entmagnetisierungsfeldes auf die Mitte des Streifens, zu den Rändern wird das Entmagnetisierungsfeld immer inhomogener. Die Magnetisierung nimmt langsamer als bei der  $1\text{ }\mu\text{m}$  breiten Leiterbahn zu den Rändern ab. Aufgrunddessen verschieben sich die angeregten Bereiche im Gegensatz zu Abbildung 4.35 (f) von den Rändern hin zur Mitte, da die Resonanzbedingung an einer anderen Stelle erfüllt wird. Zusätzlich sind die Abstände nun zwischen den angeregten Bereichen viel geringer, so dass es nicht mehr möglich ist, dass sich eine Welle in der Leiterbahn ausbreiten kann, die wiederum einen Farbwechsel hervorrufen würde. Die unterschiedlichen Blaufärbungen deuten darauf hin, dass die magnetischen Momente schwingen aber nur in +z-Richtung.

Die mit (c) gekennzeichnete Mode wird in Abbildung 4.37 (c) dargestellt. Die Ränder der Leiterbahn sind wieder in einem intensiven blau eingefärbt, jedoch nur als Streifen entlang des Randes, nach innen zur Leiterbahn ist eine hellblaue sehr

schwache Einfärbung neben dem Streifen zu sehen. Zwischen den beiden angeregten Bereichen des Randes der Leiterbahn ist der Rest der Leiterbahn in einem ganz leichten rot eingefärbt. Die magnetischen Momente verkippen also in den Bereichen zwischen der maximalen Auslenkung leicht nach unten in z-Richtung. Die Magnetisierung innerhalb der x-y-Ebene ist mit Ausnahme des Randes senkrecht zur langen Leiterbahnachse ausgerichtet. Nur im Rand liegt immer noch eine Verkipfung der Magnetisierung vor. Die stärkste Anregung erfolgt im Rand der Leiterbahn und die Mode erhält dadurch den Hauptbeitrag. Wie schon in Abbildung 4.35 (g) handelt es sich dann hier um eine „not aligned“ Randresonanzmode. In Abbildung 4.37 (d) wird die mit (d) gekennzeichnete Mode dargestellt. Nur die Ränder der Leiterbahn sind in einem intensiven blau eingefärbt als Streifen entlang des Randes, der Rest der Leiterbahn ist weiß, es liegt also in der restlichen Leiterbahn keine Verkipfung der z-Komponente der Magnetisierung vor. Die Magnetisierung in der x-y-Ebene ist nun auch vollständig senkrecht zur langen Leiterbahnachse ausgerichtet. Die verkippten magnetischen Momente in den Rändern sind nicht mehr länger gepinnt und können im Magnetfeld ausgerichtet werden. Nur die Randmomente tragen zur Resonanz bei. Es handelt sich dann hierbei, genauso wie in Abbildung 4.35 (h), um die Randresonanzmode.

Im Folgenden sollen die Moden (e), (g) und (h) nacheinander betrachtet werden, zum Schluss wird auf Mode (f) eingegangen. Zunächst wird Abbildung 4.37 (e) passend zur Mode (e) betrachtet. Hier können drei Farbwechsel beobachtet werden von blau zu rot und dann wieder zu blau. Die roten und der blaue Bereich weisen eine ähnliche Breite über die Leiterbahn auf. Zwischen den einzelnen Farbwechseln sind weiße Bereiche zu sehen, in denen keine Verkipfung der z-Komponente vorliegt, die Mode weist also zwei Knotenpunkte auf. Die Pfeile für die Magnetisierung in der x-y-Ebene zeigen auf, dass alle magnetischen Momente leicht verkippt sind und am Rand die Verkipfung sogar stärker ist. Die magnetischen Momente sind also noch nicht vollständig im Magnetfeld ausgerichtet und dadurch dass die magnetischen Momente im Rand gepinnt sind, ist dort der Effekt noch grösser. Aufgrund der drei Farbwechsel kann von einer „not aligned“ stehenden Spinwelle mit  $k=3$  gesprochen werden.

In Abbildung 4.37 (g) zur Mode (g) sind dann fünf Farbwechsel zwischen rot und blau zu beobachten, auch hier sind weiße Bereiche zwischen diesen Farbwechseln zu sehen, die Mode weist also 4 Knotenpunkte auf. Die roten und blauen Berei-

che sind hierbei ähnlich breit über die Leiterbahn. Auch ist die Magnetisierung in der x-y-Ebene leicht verkippt, im Rand der Leiterbahn tritt dieser Effekt auch hier verstärkt auf. Die Mode kann als „not aligned“ stehende Spinwelle mit  $k=5$  bezeichnet werden.

In Abbildung 4.37 (h) zur Mode (h) kann zunächst beobachtet werden, dass der blaue Bereich in der Mitte der Leiterbahn breiter über die ganze Leiterbahn ist als zuvor, ausserdem ist die blaue Einfärbung dunkler als vorher, jedoch nimmt die Intensität des Blaus nach aussen ab. Zudem können daneben wieder zwei leicht rot eingefärbte Bereiche beobachtet werden. Die Ränder der Leiterbahn sind wieder blau eingefärbt. Zusätzlich ist die Magnetisierung in der x-y-Ebene nur noch in den Rändern verkippt, in der restlichen Leiterbahn ist sie senkrecht zur langen Leiterbahnnachse ausgerichtet. In der Mitte der Leiterbahn werden die magnetischen Momente also gleichmässig angeregt und präzedieren in Phase miteinander. Nach aussen hin nimmt dies ab und kippt dann in die entgegen gesetzte Richtung um und erreicht wieder eine Auslenkung nach oben in der z-Richtung in den Rändern der Leiterbahn. Zwischen den eingefärbten Bereichen befinden sich weiße Streifen. Insgesamt weist die Mode 4 Knotenpunkte auf. Der Hauptanteil der Anregung wird aus der Anregung der Mitte des Streifens bezogen. Der blaue Bereich markiert in diesem Fall den maximalen Bereich in dem das Entmagnetisierungsfeld hier homogen ist und daher gemeinsam angeregt werden kann. Zu den Rändern hin nimmt das Entmagnetisierungsfeld an Homogenität ab, in solchen Fällen wird der Beitrag des Austauschfeldes wichtig, welcher eine parallele Ausrichtung der Momente bevorzugt. Aufgrunddessen ist die Ausrichtung der magnetischen Momente zum Rand der Leiterbahn weniger fest. Eine genaue Bezeichnung der Mode ist nicht möglich.

Abschliessend wird die Abbildung 4.37 (f) für Mode (f) betrachtet. In dieser zeigt sich ein fast doppelt so breiter blauer Streifen im Vergleich zu Mode (h). Ausserdem kann beobachtet werden, dass sowohl der Rand als auch die Bereiche neben dem blauen Streifen rot eingefärbt sind. Zwischen den unterschiedlich eingefärbten Bereichen ist wieder jeweils ein weißer Streifen zu sehen, die Mode weist also zwei Knotenpunkte auf. Die blaue Einfärbung des Streifens ist im Vergleich zu dem Bild aus Mode (h) sehr homogen, das heisst in diesem Bereich werden die magnetischen Momente gleich stark ausgelenkt und präzedieren in Phase miteinander. Zum Rand ändert sich die Richtung der z-Komponente der Magnetisierung. Die



Magnetisierung in der x-y-Ebene ist auch hier nur noch in den Rändern verkippt, ansonsten ist sie senkrecht zur langen Leiterbahnnachse ausgerichtet. Der breite blaue Streifen deutet darauf hin, dass es sich hier um die quasi uniforme Mode handelt. Auch hier kann das Austauschfeld nicht mehr vernachlässigt werden, daher wird eine zusätzliche Verkipfung der magnetischen Momente in -z-Richtung beobachtet.

Im Experiment werden nicht alle diese Moden beobachtet. Es werden nur die Moden (a) bis (d), (h) und (f) detektiert. Der Verlauf ist auch nur qualitativ ähnlich, die Moden sind wieder im Feld verschoben und die Form unterscheidet sich erneut. Die Gründe sind die, wie bei der für die Simulation, der  $1\text{ }\mu\text{m}$  breiten Leiterbahn beschriebenen in diesem Kapitel.



## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden der Spin-Transfer-Torque Effekt in ferro-/nicht ferromagnetischen Säulenstrukturen untersucht. Mit einem koaxialen Kurzschlusskabel wurde eine Mikrowelle in das System eingekoppelt, um deren Effekt auf das Spin-Transfer-Torque Verhalten zu untersuchen. Das untersuchte System bestand dabei aus Co/Ni-Co/Pt-Multilagen. Als Polarisator diente eine Co/Ni-Co/Pt-Multilage, die durch eine nicht ferromagnetische Cu-Schicht von dem Analysator, einer Co/Ni-Multilage, getrennt war. Die Dicke wurde so gewählt, dass eine Kopplung zwischen beiden ferromagnetischen Schichten verhindert werden konnte. In Remanenz sind die Magnetisierungen beider Schichten senkrecht zur Probenebene orientiert, wodurch die kritische Stromdichte zum magnetischen Schalten auf  $J_C^- = 1.10 \times 10^7 \text{ A/cm}^2$  (negative Stromrichtung) und  $J_C^+ = 5.52 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$  (positive Stromrichtung) deutlich reduziert werden konnte.

Der Spin-Transfer-Torque Effekt äussert sich in den Säulenstrukturen entweder durch das magnetische Schalten oder durch einen stetigen Präzessionszustand der Analysatorschicht. Ein solcher Schaltprozess kann sowohl durch Variation des Stromes als auch durch Variation des externen Magnetfeldes erzeugt werden. Es wurde eine Messung für das strominduzierte magnetische Schalten gezeigt. Hiernach wurden nur noch Messungen gezeigt, in denen das externe Magnetfeld variiert wurde, um den parabelförmigen Untergrund, verursacht durch Joulesche Erwärmung, zu vermeiden. Desweiteren wurde gezeigt, dass es zwei Bereiche der magnetischen Schaltprozesse gibt, zum einen den Bereich der irreversiblen Schaltens (hysteretisches Verhalten) und den des reversiblen Schaltens (stetigen Präzessionszustand). Im weiteren Verlauf wurde der Schaltprozess des reversiblen Bereichs näher betrachtet und mittels Mikrowelleneinstrahlung untersucht. In diesem Bereich entsteht der stetige Präzessionszustand der Magnetisierung der Analysatorschicht. Dieser wird durch die Wechselwirkung zwischen dem externen Magnetfeld, welches eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen bevorzugt, und dem Spin-Torque, welcher eine parallele Ausrichtung der Magnetisierungen bevorzugt,

erzeugt. Da die vorhergehenden Untersuchungen gezeigt haben, dass es keine konventionelle experimentelle Methode ermöglicht die Eigenpräzessionsfrequenz zu bestimmen, war das primäre Ziel (dieser Arbeit) hierfür eine Methode zu entwickeln bzw. etablieren. Während ein präzedierender elliptischer Zustand einer, in der Ebene, magnetisierten Probe relativ einfach untersucht werden kann, ist es erheblich komplizierter solche Untersuchungen für eine senkrecht magnetisierte Probe durchzuführen. Aufgrund der kreisförmigen Präzession der Magnetisierung zur Schichtnormalen zeigt sich keine zeitliche Änderung des GMR-Signals. Mittels Einstrahlung einer Mikrowelle in dem Feldbereich des Maximums des stetigen Präzessionszustandes kann die Eigenfrequenz der Säulenstruktur bestimmt werden. Diese liegt in dem Bereich von 7 bis 9 GHz und hat einen maximalen Wert bei 7.75 GHz. Zudem zeigen sich mehr als eine Mode in dem Spektrum.

Das sekundäre Ziel war es, herauszufinden inwiefern die getriebene Bewegung der Magnetisierung, von einer Mikrowelleneinstrahlung nahe der Eigenfrequenz, beeinflusst werden kann. Hier hat sich gezeigt, dass in dem nicht reversiblen Bereich des magnetischen Schaltens durch Mikrowelleneinstrahlung ein reversibler Prozess erzeugt werden kann. Dies wiederum zeigt, dass die kritische Stromdichte, die zur Erzeugung des stetigen Präzessionszustandes der Magnetisierung benötigt wird, reduziert werden kann.

Die erzielten Ergebnisse sind vergleichbar mit mikromagnetischen und makromagnetischen Berechnungen. In den makromagnetischen Berechnungen spiegelt sich das gleiche Verhalten, welches sich auch in den Magnetowiderstandsmessungen gezeigt hat, wieder. Auch hier zeigen sich sowohl ein reversibler als auch ein irreversibler Bereich in den simulierten Messungen. Der reversible Bereich wurde von dem stetigen Präzessionszustand erzeugt. In den mikromagnetischen Berechnungen der Resonanzfrequenz zeigen sich mehrere Moden, die neben der uniformen Mode (Eigenfrequenz) als magnetostatische Forward-Volumenmode identifiziert werden konnten.

Bei diesem Probensystem konnten keine Messungen an Referenzfilmen durchgeführt werden, da diese nicht in der eigenen Arbeitsgruppe hergestellt wurden, sondern über eine Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Stephane Mangin von der Universität von Nancy bezogen wurden. Jedoch gibt es eine Vielzahl von Veröffentlichungen über dieses System.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zusätzlich gezeigt, dass es möglich ist, die kriti-

---

sche Stromdichte, mittels Einstrahlung einer Mikrowelle nahe der Eigenfrequenz des Systems, zu reduzieren. Leider ist keine Aussage möglich, auf welche Werte die kritische Stromdichte verringert werden könnten mit dieser Methode. Weitere Messungen in dieser Richtung wären also noch interessant. Ausserdem könnten ähnliche Messungen auch für die strominduzierten magnetischen Schaltprozesse durchgeführt werden, um die kritische Stromdichte, die erreicht werden kann, genau zu bestimmen.

Zusätzlich wurden im Rahmen dieser Arbeit Untersuchungen an einzelnen ferromagnetischen Leiterbahnen mittels DC elektrischer Detektion der ferromagnetischen Resonanz durchgeführt. Es wurden Untersuchungen mittels zweier verschiedener Anregungsstrukturen durchgeführt. Das untersuchte System bestand aus polykristallinen Permalloy-Leiterbahnen mit verschiedenen Dimensionen.

Bei der ersten Form der Anregung befindet sich die Anregungsstruktur auf dem Substrat in definierter Entfernung ( $3\text{ }\mu\text{m}$ ) zu der untersuchten Leiterbahn. Das Mikrowellenfeld bildet sich um den Kurzschluss herum aus und ist damit immer senkrecht zur Leiterbahn. Aufgrunddessen konnten die Leiterbahnen nur in der Ebene untersucht werden. Dabei war das externe Magnetfeld parallel (leichte Richtung) oder senkrecht (schwere Richtung) zur langen Leiterbahnachse orientiert, dies entspricht den Hauptrichtungen der Magnetisierung in der Ebene. Das externe Magnetfeld muss senkrecht zum Mikrowellenfeld ausgerichtet sein, damit ein messbarer Effekt auftritt. Die hier untersuchten Leiterbahnen hatten eine Länge von  $78\text{ }\mu\text{m}$  und eine Schichtdicke von  $20\text{ nm}$  (Permalloy plus  $2\text{ nm}$  Platin) mit nominellen Breiten von  $1\text{ }\mu\text{m}$ ,  $600\text{ nm}$  und  $300\text{ nm}$ .

Bei der zweiten Form der Anregung handelte es sich um ein koaxiales Kurzschlusskabel, welches unabhängig vom Substrat einsetzbar war. Der Abstand wurde mit Kaptonfolien verschiedener Dicke ( $40\text{ }\mu\text{m}$  und  $12\text{ }\mu\text{m}$ ) eingestellt, zusätzlich konnte damit ein Kurzschluss mit den Bonddrähten verhindert werden. Das Mikrowellenfeld bildet sich auch hier um den Kurzschluss aus, befindet sich dann aber in der Probenebene. Hierdurch ist es möglich das externe Magnetfeld sowohl in der Ebene als auch winkelabhängig und senkrecht zur Probenebene zu orientieren. Die untersuchten Leiterbahnen in diesem Fall waren alle  $20\text{ nm}$  (Permalloy plus  $2\text{ nm}$  Platin) dick. Für erste Messungen hatten die Leiterbahnen eine Breite von  $50\text{ }\mu\text{m}$  und eine Länge von  $400\text{ }\mu\text{m}$ . Anschliessend wurden die Dimensionen wieder verringert und waren dann wieder  $78\text{ }\mu\text{m}$  lang und nominell  $1\text{ }\mu\text{m}$  breit.

Bei allen untersuchten Leiterbahnen zeigte sich das typische AMR-Verhalten, welches Grundlage für die DC elektrische Detektion ist. Die AMR-Änderung lag bei allen Leiterbahnen um 1 %. Mit abnehmender Breite der Leiterbahnen nimmt das Koerzitivfeld zu, genauso verhält es sich mit dem ohmschen Widerstand der Leiterbahn.

Für die erste Methode wurden Messungen durchgeführt, bei denen das externe Magnetfeld parallel und senkrecht zur langen Leiterbahnnachse in der Ebene orientiert war. Es wurde für beide Geometrien eine Vielzahl von Messungen bei verschiedenen Frequenzen durchgeführt. Die so erhaltenen Spektren wurden daraufhin bezüglich der Resonanzfeldpositionen ausgewertet. Diese Art der Anregung zeigt bei der Detektion der parallelen Geometrie ein hohes Auflösungsvermögen, da es möglich ist neben der quasi uniformen Mode in der 1  $\mu\text{m}$  breiten Leiterbahn auch eine Spinwellenmode zu detektieren, die eine viel geringere Intensität aufweist (nur 2.2 % Signalintensität der quasi uniformen Mode). Bei den schmaleren Leiterbahnen wurde nur noch die quasi uniforme Mode frequenzabhängig bestimmt. Das hier auftretende Verhalten wird mit mikromagnetischen Simulationen bestätigt.

In der senkrechten Geometrie zeigt sich ein erheblich komplizierteres Modenverhalten und es sind deutlich mehr Moden sichtbar. Das Modenverhalten von der 1  $\mu\text{m}$  und der 600 nm breiten Leiterbahn unterscheidet sich im Wesentlichen nicht, die Moden werden einzig zu höheren Feldwerten verschoben. Mit Hilfe von mikromagnetischen Simulationen lassen sich die detektierten Moden zuordnen. Die Moden können identifiziert werden als „not aligned“ quasi uniforme Mode, als quasi uniforme Mode, als not aligned Randresonanzmode, als Randresonanzmode und als stehende Spinwellen mit einer Überlagerung von einer nach aussen wandernden quasi uniformen Mode. Im Gegensatz zu den Simulationen sind die Randmoden zu niedrigeren Feldwerten verschoben. Dies liegt daran, dass der Rand der Proben aus dem Experiment starke Defekte aufweist, die Proben für die Simulationen hingegen als defektlos angenommen wurden. Ausserdem wird mit den Simulationen deutlich, dass das Experiment die Möglichkeit bietet, „not aligned“ Moden von den anderen Moden zu unterscheiden. Bei Betrachtung der Messungen für eine 300 nm breite Leiterbahn wurde eine deutliche Abweichung des Modenverhaltens zu den beiden anderen Leiterbahnbreiten festgestellt. Zum Einen wurden weniger Moden als zuvor detektiert und auch deren Verhalten ist nicht direkt vergleichbar. Mittels mikromagnetischer Simulationen konnten auch hier die Moden zugeord-

---

net werden, welche dann als not aligned quasi uniforme Mode, als not aligned Randresonanzmode, als Randresonanzmode und als quasi uniforme Mode identifiziert wurden. Aufgrund der Breite der Leiterbahn kann das Austauschfeld nicht mehr unberücksichtigt gelassen werden, zudem nimmt der Einfluss des Entmagnetisierungsfeldes immer deutlicher zu.

Zusätzlich ist es natürlich möglich, die Linienbreiten der verschiedenen Moden auszuwerten und Aussagen über das Dämpfungsverhalten einer einzelnen Leiterbahn zu machen. Dies ist jedoch nicht Teil dieser Arbeit. Der Einfluss des Stroms und der Dicke des Abdeckungsmaterials auf die Dämpfung in dem untersuchten System ist Teil einer folgenden Arbeit.

Für die zweite Methode wurde zunächst gezeigt, dass es möglich ist sowohl mit einem externen Magnetfeld parallel als auch senkrecht in der Ebene orientiert zur langen Leiterbahnachse Messungen durchzuführen. Zusätzlich wurde gezeigt, dass es möglich ist winkelabhängige Messungen im Magnetfeld und mit senkrecht zur Ebene orientiertem Magnetfeld Messungen durchzuführen. Aufgrund der grossen Breite wurde die quasi uniforme Mode in allen Messungen detektiert. Es wurde ausserdem die Dämpfung  $\alpha$  der Leiterbahn bestimmt, welche einen Wert von 0.009 hatte. Mit dieser Methode ist es möglich, eine Kombination aus Frequenzbreitbandigkeit und Winkelabhängigkeit für die Bestimmung von Resonanzfelder und Linienbreiten zu erzeugen. Mit dieser Kombination ist es möglich, die zwei-Magnonen-Streuung als Effekt der Linienverbreiterung zu separieren. Um zu zeigen, dass diese Anregungsmethode auch tatsächlich für kleinere Strukturen anwendbar ist, wurde die Leiterbahn auf die Dimensionen der 1  $\mu\text{m}$  breiten Leiterbahn aus den anderen Messungen gebracht. Bei diesen ersten Messungen ist zu sehen, dass hier mehr als eine Mode auftritt, jedoch nicht die gleiche Zahl wie bei der ersten Methode. In Zukunft könnte dies jedoch optimiert werden, um das gleiche Auflösungsvermögen zu erhalten. Mittels der zweiten Methode wäre dann eine vollständige Charakterisierung einzelner Nanostrukturen möglich.





## 6 Anhang

### 6.1 Beispiele für Quellcodes für OOMMF-Simulationen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Arten von OOMMF-Simulationen durchgeführt. Es wird ein 3d-Solver „Oxsii“ zur Berechnung der zeit- und magnetfeldabhängigen Orientierung der magnetischen Momente innerhalb der Probe benutzt, dieser zerlegt die Probe in Zellen in allen 3 Dimensionen. Für jede Zelle wird die Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung berechnet, die Zellen sind dabei untereinander durch die Austauschwechselwirkung und die Dipol-Dipol-Wechselwirkung gekoppelt. Die Datei, die alle Proben- und Rechenparameter enthält, wird als mif2-Format erstellt und in OOMMF geladen. In dieser Datei kann für jede Zelle eine kubische und/oder uniaxiale Anisotropie angegeben werden, ausserdem wird ein g-Faktor und eine Dämpfungskonstante  $\alpha$  vorgegeben. Auch die Magnetisierung kann für jede Zelle einzeln gewählt werden, dadurch erlaubt OOMMF eine Berechnung eines Multilagensystems. Durch die Austauschkonstante, die in der Datei angegeben wird, wird die Größe der Austauschwechselwirkung zwischen den Zellen vorgegeben. Die Rechnung kann nach einer angegebenen Simulationszeit abgebrochen werden oder es wird eine Abbruchbedingung gewählt, die vorgibt, dass die Rechnung abgebrochen wird, wenn die zeitliche Änderung der Magnetisierung einen bestimmten Wert unterschreitet. Das Letztere wird für eine Relaxation der Magnetisierung in einem externen Magnetfeld benutzt. Der Quellcode für eine solche Art der Rechnung für die Relaxation der Magnetisierung einer polykristallinen Probe lautet dann wie folgt:

```
#MIF2.1

set PI [expr {4*atan(1.)}]
set MU0 [expr {4*$PI*1e-7}]
```

```
set length 50.0e-6
set width 1600e-9
set thickness 8e-9
# Definition der Abbildungsdimension

proc test { Ms1 Ms2 x y z}{
if {$z<0.41} {return $Ms1}
if {$z>0.76} {return $Ms2}
return 0}
# z<0.41 von 1 ist Ms1 (CoPt) und z>0.76 von 1 ist Ms2 (CoNi)

Specify Oxs_ImageAtlas:atlas1 {
xrange {0 300e-9}
yrange {0 50E-9}
zrange {0e-9 4.7e-9}
image Ellipse.bmp
viewplane xy
colormap {
white universe
black CoPt}}
# Definition der Dimensionen der CoPt-Schicht

Specify Oxs_ImageAtlas:atlas2 {
xrange {0 300e-9}
yrange {0 50E-9}
zrange {8.7e-9 11.5e-9}
image Ellipse.bmp
viewplane xy
colormap {
white universe
black CoNi}}
# Definition der Dimensionen der CoNi-Schicht
```

```
Specify Oxs_MultiAtlas:atlas {
atlas atlas1
atlas atlas2}
```

```
Specify Oxs_RectangularMesh:mesh {
cellsize {10e-9 10e-9 0.5e-9}
atlas :atlas}
# Definition der Zellengrösse
```

```
Specify Oxs_CubicAnisotropy {
K1 0E3
axis1 { Oxs_UniformVectorField {
norm 1
vector {0 1 0}} }
axis2 { Oxs_UniformVectorField {
norm 1
vector {1 0 1}}}}
# Definition der kubischen Anisotropie
```

```
Specify Oxs_UniaxialAnisotropy {
K1 { Oxs_AtlasScalarField {
atlas :atlas
values {
CoPt 2e6
CoNi 2.225e5
universe 0e3}} }
# Definition der uniaxialen Anisotropie
```

```
axis { Oxs_UniformVectorField {
norm 1
vector {0 0 1}} }}
```

```
Specify Oxs_UniformExchange {
A 20E-12}
```

# Festlegung der Austauschkonstante

Specify Oxs\_Demag {}

Specify Oxs\_UZeeman:extfield0 [subst {  
comment {Field values in Tesla; scale to A/m}  
multiplier [expr {1/\$MU0}]

Hrange {  
{0.001 0.0 -0.190 0.001 0.000 -0.190 00}}}]

# Das Magnetfeld wird auch -190 mT in z-Richtung gesetzt, mit einem kleinen zusätzlichen Feld in x-Richtung, welches eine kleine Auslenkung der Magnetisierung erzeugt.

```
proc uprofile { s } {
set scale 0.0;
if {$s==1}{
set scale 0}
return $scale}
```

Specify Oxs\_RungeKuttaEvolve:evolve {  
# Lösung mit dem Runge-Kutta-Evolver  
do\_precess 1  
gamma\_LL 2.21e5  
alpha 0.1}

# Die Magnetisierung präzediert beim Relaxieren, ausserdem hier noch die Definition von gamma und alpha

Specify Oxs\_TimeDriver [subst { basename ./Relax  
vector\_field\_output}\_format {binary 4}  
scalar\_output\_format %.15g  
# Definition des Ausgabeformats

evolver evolve  
# Lösung mit dem vorgegebenen Evolver  
mesh :mesh

```
# Obere Zellendefinition wird benutzt
stopping_dm_dt 0.000020766541903628297
stopping_time 4.0408163265306e-9
# Definition der Abbruchbedingung
stage_count 0
Ms { Oxs_AtlasScalarField {
atlas :atlas values {
CoPt 500e3
CoNi 617.5e3
universe 0e3}} }
# Festlegung der Sättigungsmagnetisierungen
m0 { 0 0 -1 }
# zu Beginn der Rechnung ist die Magnetisierung in -z-Richtung gesättigt}]

Destination archive2 mmArchive

Schedule DataTable archive2 Stage 1
Schedule DataTable archive2 Step 1000
Schedule Oxs_TimeDriver::Magnetization archive2 Stage 1
# Ausgabe
```

### 6.1.1 FMR-Berechnung mit OOMMF

```
# MIF2.1

set Ti 0.000000006333333333333329
set PI [expr {4*atan(1.)}]
set MU0 [expr {4*$PI*1e-7}]
set length 78e-6
set width 1000E-9
set thickness 20e-9
set cellsize 20e-9
set Ms 830e3
set radx 0
set rady 0
```

```
set cellsize 300e-9
# Definition von den Dimensionen des Objekts und von Parametern

set testx [expr {$cellsize/$length}]

set testy [expr {$cellsize/$width}]

proc KanteRau { Ms length width cellsize testx testy radx rady x y z } {
if {$x!=radx*$testx} {
if {$y>=(1-$rady*$testy)} {
set xrad [expr {$radx*$cellsize}]
set test [expr {$xrad*$xrad}]
set posx [expr {$radx*$cellsize}] set posy [expr {$width-$rady*$cellsize}]
set xmu [expr {$x*$length}]
set ymu [expr {$y*$width}]
if {((($xmu-$posx)*($xmu-$posx))+($ymu-$posy)*($ymu-$posy))>=$test} {return
0}}}}

if {$x<=$radx*$testx} {
if {$y<=$rady*$testy} { set xrad [expr {$radx*$cellsize}]
set test [expr {$xrad*$xrad}]
set posx [expr {$radx*$cellsize}]
set posy [expr {$rady*$cellsize}]
set xmu [expr {$x*$length}]
set ymu [expr {$y*$width}]
if {((($xmu-$posx)*($xmu-$posx))+($ymu-$posy)*($ymu-$posy))>=$test} {return
0}}}}

if {$x!=1-$radx*$testx} {
if {$y<=$rady*$testy} {
set xrad [expr {$radx*$cellsize}]
set test [expr {$xrad*$xrad}]
```

```

set posx [expr {$length-$radx*$cellsize}]
set posy [expr {$rady*$cellsize}]
set xmu [expr {$x*$length}]
set ymu [expr {$y*$width}]
if {((($xmu-$posx)*($xmu-$posx)+($ymu-$posy)*($ymu-$posy))>=$test)} {return
0}}

    if {$x>=1-$radx*$testx} {
if {$y>=1-$rady*$testy} {
set xrad [expr {$radx*$cellsize}]
set test [expr {$xrad*$xrad}]
set posx [expr {$length-$radx*$cellsize}]
set posy [expr {$width-$rady*$cellsize}]
set xmu [expr {$x*$length}]
set ymu [expr {$y*$width}] if {((($xmu-$posx)*($xmu-$posx)+($ymu-$posy)*($ymu-
$posy))>=$test)} {return 0}}
return $Ms}
Specify Oxs_BoxAtlas:atlas [subst {
xrange {0 $length}
yrange {0 $width}
zrange {0 $thickness}}]
Specify Oxs_RectangularMesh:mesh [subst {
cellsize {$cellsize $cellsize $thickness}
atlas :atlas}]
Specify Oxs_CubicAnisotropy {
K1 0E3
axis1 { Oxs_UniformVectorField {
norm 1
vector {0 1 0}
} }
axis2 { Oxs_UniformVectorField {
norm 1
vector {1 0 1}} }}
# Definition der kubischen Anisotropie

```

```

Specify Oxs_UniaxialAnisotropy:Harald {
K1 0E3
axis { Oxs_UniformVectorField {
norm 1
vector {0 1 0}} }}
Specify Oxs_UniformExchange {
A 13E-12
}
# Festlegung der Austauschkonstanten

Specify Oxs_Demag {}
Specify Oxs_UZeeman:extfield0 [subst {
comment {Field values in Tesla; scale to A/m}
multiplier [expr {1/$MU0}]
Hrange {
{0 0 0 0.4 0 0 400}}}]
# Definition des Feldbereiches von 0 bis 400 mT in 400 Schritten

Specify Oxs_ScriptUZeeman:microwavefield0 {
script_args total_time
script SineField
multiplier 1}
proc SineField { total_time } {
set PI [expr {4*atan(1.)}]
set fr 3.00
# Mikrowellenfrequenz
set Amp 398
# Amplitude der Mikrowellenfrequenz
set Freq [expr $fr*1e9*(2*$PI)]
set Hz [expr {$Amp*sin($Freq*$total_time)}]
set dHz [expr {$Amp*$Freq*cos($Freq*$total_time)}]
return [list 0 0 $Hz 0 0$dHz]}
Specify Oxs_RungeKuttaEvolve {
# Lösung mit dem Runge-Kutta-Formalismus

```



```
do_precess 1
gamma_LL 2.353796e5
alpha 0.007
max_timestep 1e-12}
# Die Magnetisierung präzedieren und Festlegung von Gamma,  $\alpha$  und des maxi-
malen Zeitschritts
Specify Oxs_TimeDriver [subst {
  basename B3.00GHz
  vector_field_output_format {binary 4}
  scalar_output_format %.15g
  #Ausgabe evolver Oxs_RungeKuttaEvolve
  # Lösung mit Runge-Kutta mesh :mesh
  stopping_time $Ti
  stage_count 0
  Ms { Oxs_ScriptScalarField { atlas :atlas script {KanteRau $Ms $length $width
    $cellsize $testx $testy $radx $rady} }}
  m0 { Oxs_FileVectorField {
    atlas :atlas
    norm 1
    file relax.omf}}}]
Destination archive mmArchive
Schedule DataTable archive Stage 1
Schedule Oxs_TimeDriver::Magnetization archive Stage 1
#####
# Unused fields:
Ignore {
totalfieldoutputformat: binary 4}
```

## 6.2 Charakterisierung an Py-Referenzfilm

Zur Charakterisierung der Py-Referenzfilme wurden sowohl EDX-Messungen durchgeführt, um deren chemische Zusammensetzung zu kontrollieren, als auch SQUID-

Messungen durchgeführt, um die Sättigungsmagnetisierung zu bestimmen. Ausserdem wurden FMR-Messungen an den Filmen durchgeführt, sowohl winkelabhängig in der Probenebene als auch senkrecht zur Probenebene, ebenso wurden frequenzabhängige Messungen in einem kleinen Frequenzbereich durchgeführt.

### 6.2.1 EDX-Messung

Die chemische Zusammensetzung des aufgedampften Permalloys wurde durch EDX-Messungen an den Referenzfilmen überprüft. Da Nickel und Eisen in dem Aufdampfprozess nicht koverdampft wurde, sondern aus einem Pellet verdampft wurde, ist es sinnvoll die Konzentration der beiden Elemente zu überprüfen. Hier sind beispielhaft zwei Tabellen aufgeführt für Messungen an Referenzfilmen aus dem Juli 2010 (Tab. 6.1) und dem Juni 2011 (Tab. 6.2). Im Idealfall besteht Permalloy aus 80 % Nickel und 20 % Eisen. Jedoch aus den Tabellen geht hervor, dass die Eisenkonzentration deutlich erhöht war und dabei um 35 % lag, dementsprechend Nickel eine Konzentration von ungefähr 65 % aufwies. Die nominelle Schichtdicke der Leiterbahn sollte 20 nm betragen, aber die Messungen hier deuten darauf hin, dass eine reduzierte Schichtdicke erzeugt wurde, die dann ungefähr bei 18 nm lag. Für die Ergebnisse wurden entsprechend für Tabelle 6.1 EDX-Messungen an drei verschiedenen Stellen vorgenommen, es wurden also Spektren an diesen Stellen aufgenommen und später in das sogenannte Thin-Filmprogramm der Firma... geladen. Mit diesem ist es möglich für dünne Filme ein exaktes Atomgewichtsverhältnis zu erhalten, denn dort wird die Rückstreuung der Elektronen aus dem Substrat berücksichtigt.

Im selben Verfahren wurde für Tabelle 6.2 vorgegangen, jedoch wurden hier nur Werte für zwei verschiedene Stellen auf dem Referenzfilm aufgenommen.

### 6.2.2 SQUID-Messung

Zur Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung wurde ein SQUID-Magnetometer der Firma Quantum Design Modell MPMS XL 5 benutzt. Eine solche Messung ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Dort ist die Amplitude des Signals über das externe Feld aufgetragen. Es wurde ein Sprung in der Amplitude festgestellt und bei  $\pm 20$  mT wird die Sättigung der Amplitude erreicht. Zusätzlich ist die Fläche und

Tabelle 6.1: EDX-Messung der Nickel- und Eisenkonzentration an einem Permalloy-Referenzfilm (NRN112) aus dem Juli 2010 mit zusätzlicher Schichtdickenbestimmung über das Thin-Film-Programm (Thin Film ID1.3.0 2008) von Oxford Instruments Analytical an drei verschiedenen Stellen.

	Fe [%]	$\sigma_{Fe}$ [%]	Ni [%]	$\sigma_{Ni}$ [%]	Schichtdicke Py [nm]	$\sigma_{Schicht}$ [nm]
1.Messung	33.8	1.5	66.2	1.5	18.2	0.5
2.Messung	33.3	1.4	66.7	1.4	18.8	0.5
3.Messung	34.3	1.4	65.8	1.4	18.9	0.5
Mittelwert	33.8	1.4	66.2	1.4	18.6	0.5
Standardabweichung	0.47	0.06	0.47	0.06	0.39	0.02

Tabelle 6.2: EDX-Messung der Nickel- und Eisenkonzentration an einem Permalloy-Referenzfilm (NRS112) aus dem Juni 2011 mit zusätzlicher Schichtdickenbestimmung über das Thin-Film-Programm (Thin Film ID1.3.0 2008) von Oxford Instruments Analytical an zwei verschiedenen Stellen.

	Fe [%]	$\sigma_{Fe}$ [%]	Ni [%]	$\sigma_{Ni}$ [%]	Schichtdicke Py [nm]	$\sigma_{Schicht}$ [nm]
1.Messung	35.6	2.7	64.4	2.7	17.3	0.8
2.Messung	35.0	2.6	65.0	2.6	17.8	0.8
Mittelwert	35.3	2.7	64.7	2.7	17.6	0.8
Standardabweichung	0.41	0.06	0.41	0.06	0.35	0.01

die Schichtdicke des Films bekannt, darüber kann die Anzahl der magnetischen Momente im Volumen des Filmes berechnet werden. Mit diesen Werten kann die Sättigungsmagnetisierung bestimmt werden, die  $M_S = 1024$  kA/m ist. Der Fehler bei dieser Bestimmung liegt bei 10%. Der Wert für die Magnetisierung ist erhöht, für Permalloy würde eine Sättigungsmagnetisierung von ungefähr  $M_S = 800$  kA/m erwartet [129]. Der bestimmte Wert deckt sich jedoch mit der Beobachtung, dass eine erhöhte Eisenkonzentration und eine niedrigere Nickelkonzentration in den hergestellten Filmen vorliegt.

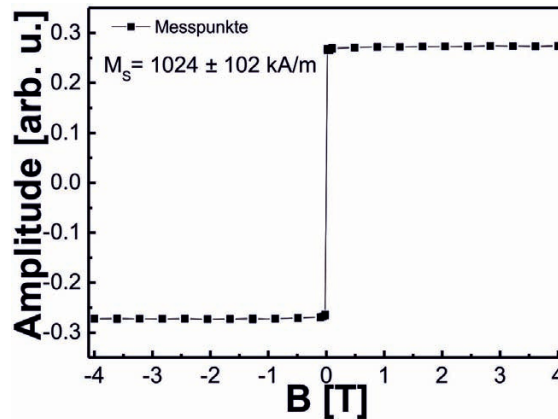


Abbildung 6.1: SQUID-Messung an einem Py-Referenzfilm bei Raumtemperatur, die Amplitude ist aufgetragen über das externe Magnetfeld.  $M_S = 1024 \pm 102 \text{ kA/m}$ .

### 6.2.3 FMR-Messung

An den hergestellten Referenzfilmen wurden FMR-Messungen durchgeführt. Die Ergebnisse von diesen Messungen werden im Folgenden vorgestellt.

#### 6.2.3.1 Winkelabhängige Messung in der Ebene

Zunächst wurden FMR-Messung durchgeführt, in der das externe Magnetfeld in der Probenebene orientiert war und die Probe hier kontinuierlich gedreht wurde. Solch eine winkelabhängige Messung ist in Abbildung 6.2 zu sehen, bei der gezeigten Darstellung handelt es sich um einen sogenannten Graustufenplot. Aufgetragen ist in diesem das externe Magnetfeld über den Drehwinkel der Probe in der Probenebene. Die Graustufen in dem Bild gibt als Information die Intensität des gemessenen Amplitudensignals. Die Farbskala zeigt auf, dass in diesem mit schwarz eine niedrige Intensität aufweist und weiss eine hohe. Um 100 mT ist eine gewellte Linie zu sehen, die sich über den ganzen Winkelbereich zeigt. Direkt neben der weissen Linie, die eine hohe Intensität aufweist, taucht direkt eine schwarze Linie auf, die dann wiederum eine niedrige Intensität zeigt. Das heisst, hier findet ein Wechsel von Maximum zu Minimum statt, welches einem typischen Spektrum für eine FMR-Messung entsprechen würde. Das es sich hierbei nicht um eine gerade Linie handelt sondern um eine gewellte Linie, zeigt, dass die Probe eine uniaxiale

in der Ebene liegende Anisotropie aufweist, diese ist jedoch sehr klein und wird in den strukturierten Proben später von der Formanisotropie überlagert.

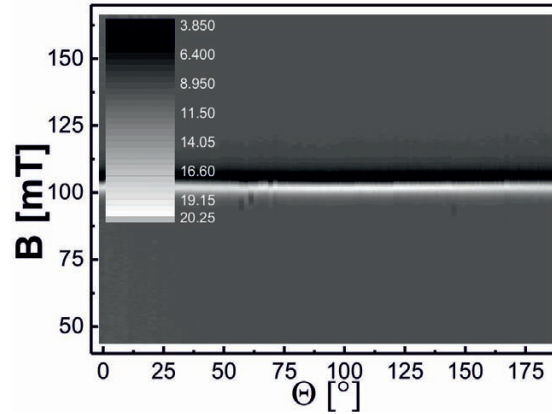


Abbildung 6.2: Graustufenplot einer winkelabhängigen Messung mit dem externen Magnetfeld orientiert in der Probenebene mit einer festen Frequenz im x-Band-Bereich (etwa 9 GHz), das externe Magnetfeld ist in Abhängigkeit des Drehwinkels der Probe aufgetragen, der Farbkode gibt die Intensität des Amplitudensignals wieder.

### 6.2.3.2 Winkelabhängige Messung senkrecht zur Probenebene

An dem selben Film wie aus Abbildung 6.2 wurde auch eine winkelabhängige Messung durchgeführt bei der das externe Magnetfeld senkrecht zur Probenebene orientiert war. Das heißt, der Film wird aus der leichten Richtung in die schwere Richtung gedreht. Die zugehörige Messung ist in Abbildung 6.3 zu sehen, hier ist das Resonanzfeld in Abhängigkeit des Drehwinkels der Probe aufgetragen. In der leichten Richtung liegen die Resonanzfelder noch bei kleinen Werten, je mehr an die schwere Richtung angenähert wird, desto mehr steigen die bestimmten Feldwerte an. Bei Erreichen der schweren Richtung wird der Wert maximal und wenn die Probe dann weiter gedreht wird, nehmen die Werte für das Resonanzfeld wieder ab. Die entstehende Kurve ist symmetrisch und aus dieser lässt sich das effektive Magnetisierung bestimmt werden, die bei  $M_{eff} = 1.3$  T liegt und auch erhöht ist.

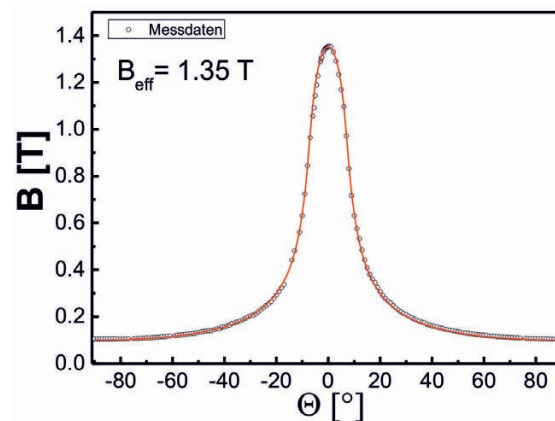


Abbildung 6.3: Winkelabhängige Messung mit dem externen Magnetfeld senkrecht orientiert zur Probenebene mit einer festen Frequenz im x-Band-Bereich (etwa 9 GHz), es ist das Resonanzfeld aufgetragen über den Drehwinkel der Probe. Über diese Messung kann  $M_{eff}$  bestimmt werden mit  $M_{eff} = 1.3 \text{ T}$

### 6.2.3.3 Frequenzabhängige Messung

Es wurden frequenzabhängige Messungen in einem kleinen Frequenzbereich an einem Referenzfilm durchgeführt. Dafür mussten Messungen an drei verschiedenen Apparaturen an demselben Film durchgeführt werden. Es wurden Messungen im x-Band-Bereich (etwa 9 GHz) durchgeführt und um 14 GHz, ausserdem ist in der Arbeitsgruppe Farle ein Aufbau vorhanden mit dem es möglich ist, die Frequenzen von 11 GHz bis 13.5 GHz leicht zu variieren. Aus diesen verschiedenen Messungen wurden die Ergebnisse in Abbildung 6.4 zusammengeführt. Es ist die Frequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes aufgetragen. Das externe Magnetfeld war in allen Messungen in der Probenebene orientiert, dabei wurde immer bei einem fest eingestellten Winkel gemessen. Mit ansteigender Frequenz wandert das Resonanzfeld zu höheren Feldern, dieses Verhalten wurde ebenso bei allen vorgestellten Leiterbahnmessungen festgestellt.

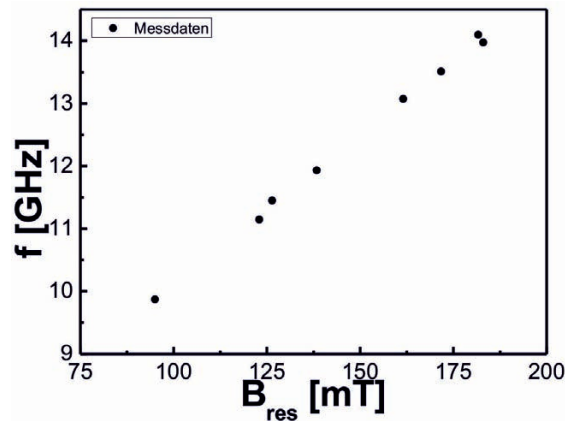


Abbildung 6.4: Frequenz abhängig vom Resonanzfeld aufgetragen, das externe Magnetfeld ist in der Probenebene orientiert.

Die Linienbreiten der gemessenen Spektren wurde zusätzlich ausgewertet. Dies ist in Abbildung 6.5 zu sehen, es ist die Linienbreite in Abhängigkeit der Frequenz aufgetragen. Die schwarzen Punkte mit ihrem Fehlerbalken stellen die Messung an dem Referenzfilm dar, zum Vergleich wurden die ermittelten Linienbreiten für eine  $50 \mu\text{m}$  breite Leiterbahn (rot) hinzugefügt. Das externe Magnetfeld war bei der Referenzfilmmessung in der Probenebene orientiert, das externe Magnetfeld bei der Leiterbahnmessung war in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert. Eine eindeutige Tendenz der Linienbreite aus den Filmmessungen ist nicht zu erkennen, wohingegen die Linienbreiten aus den Messungen an der Leiterbahn eine lineare Tendenz aufweisen. Aus dem Vergleich ist jedoch ersichtlich, dass die bestimmten Linienbreiten in der gleichen Größenordnung liegen.

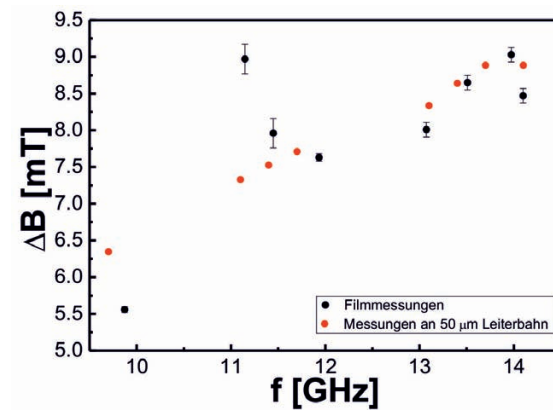


Abbildung 6.5: Linienbreite in Abhängigkeit der Frequenz aufgetragen. Vergleich zwischen Messungen an einem Referenzfilm (schwarz) und einer 50  $\mu\text{m}$  breiten Leiterbahn (rot). Das externe Magnetfeld bei der Referenzfilmmessung ist in der Probenebene orientiert, bei der Leiterbahnmessung ist das externe Magnetfeld in der Probenebene parallel zur langen Leiterbahnnachse orientiert.



## Literaturverzeichnis

- [1] R. I. Potter, Phys. Rev. B 10, 4626, (1974)
- [2] T. R. McGuire and R. I. Potter, IEEE Trans. Magn. 11, 1018, (1975)
- [3] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger, Science 294, 1488, (2001)
- [4] Y. Ohni, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, and D. D. Awschalom, Nature 402, 790, (1999)
- [5] P. Grünberg, A. Fert, *Nobel Lecture*, (2007)
- [6] M. Julliere, Phys. Lett. A 54, 225, (1975)
- [7] T. Miyazaki, N. Tezuka, J. Magn. Magn. Mater. 139, L231, (1995)
- [8] T. Nozaki, Y. Shiota, S. Miwa, S. Murakami, F. Bonell, S. Ishibashi, H. Kubota, K. Yakushij, T. Saruya, A. Fukushima, S. Yuasa, T. Shinjo, and Y. Suzuki, Nature Phys. 8, 492, (2012)
- [9] L. Berger, Phys. Rev. B 54, 9353, (1996)
- [10] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. 159, L1, (1996)
- [11] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E.B. Myers and D. C. Ralph, Phys. Rev. Lett. 84, 3149, (2000)
- [12] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, Science 285, 867, (2000)
- [13] O. Boulle, V. Cros, J. Grollier, L. G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, G. Fanini, J. Barnas, and A. Fert, Nat. Phys. 3, 492, (2007)
- [14] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, Nature (London) 425, 380, (2003)
- [15] A. Slavin and V. Tiberkevich, IEEE Trans. Magn. 45, 1875, (2009)

- [16] S. H. Florez, J. A. Katine, M. Carey, L. Folks, and B. D. Terris, *J. Appl. Phys.* 103, 07A708, (2008)
- [17] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, V. Tsoi, and P. Wyder, *Nature (London)* 406, 46, (2000)
- [18] S. Mangin, Y. Henry, D. Ravelonsona, J. A. Katine and E. E. Fullerton, *Appl. Phys. Lett.* 94, 012502, (2009)
- [19] D. Houssameddine, U. Ebels, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cytrille, O. Redon, and B. Dieny, *Nat. Mater.* 6, 447, (2007)
- [20] W. Chen, J.-M. L. Beaujour, G. de Loubens, J. Z. Sun, and A. D. Kent, *Appl. Phys. Lett.* 92, 012507, (2008)
- [21] M. C. Carpentieri, G. Finocchio, B. Azzerboni, and L. Torres, *Phys. Rev. B* 82, 094434, (2010)
- [22] T. Schneider, Dissertation, Technische Universität Kaiserslautern, (2009)
- [23] S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, *Nature* 443, 430, (2006)
- [24] H. Schultheiss, C. W. Sandweg, B. Obry, S. Hermsdörfer, S. Schäfer, B. Leven and B. Hillebrands, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41, 164017, (2008)
- [25] H. Schultheiss, S. Schäfer, P. Candeloro, B. Leven, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, *Phys. Rev. Lett.* 100, 047204, (2008)
- [26] T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* 92, 022505, (2008)
- [27] K.-S. Lee and S.-K. Kim, *J. Appl. Phys.* 104, 053909, (2008)
- [28] A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang, *IEEE Trans. Magn.* 44, 2141, (2008)
- [29] S. V. Vasiliev, V. V. Kruglyak, M. L. Sokolovskii, and A. N. Kuchko, *J. Appl. Phys.* 101, 113919, (2007)
- [30] A. Khitun, D. E. Nikonov, M. Bao, K. Galatsis and K. L. Wang, *Nanotechnology* 18, 465202, (2007)
- [31] S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine, M. J. Carey, B. D. Terris and E. E. Fullerton, *Nature Mater.* 5, 210 (2006)

- [32] N. Reckers, J. Cucchiara, O. Posth, C. Hassel, F. M. Römer, R. Narkowicz, R. A. Gallardo, P. Landeros, H. Zähres, S. Mangin, J. A. Kantine, E. E. Fullerton, G. Dumpich, R. Meckenstock, J. Lindner and M. Farle, Phys. Rev. B 83, 184427 (2011)
- [33] J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon, K. Y. Gusliencko and A. N. Slavin, Phys. Rev. Lett. 88, 047204, (2002)
- [34] M. Bailleul, D. Olligs, C. Fermon and S. O. Demokritov, Europhys. Lett. 56, 741, (2001)
- [35] C. Matthieu, J. Jorzick, A. Frank, S. O. Demokritov, A. N. Slavin, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril, and B. Hillebrands, Phys. Rev. Lett. 81, 3968, (1998)
- [36] K. Y. Gusliencko, R. W. Cantrell, and A. N. Slavin, Phys. Rev. B 68, 024422, (2003)
- [37] C. Bayer, J. Jorzick, S. O. Demokritov, R. Kouba, R. Bozinoski, A. N. Slavin, K. Y. Gusliencko, D. V. Berkov, N. L. Gorn, M. P. Kostylev, and B. Hillebrands, Phys. Rev. B 72, 064427, (2005)
- [38] S. O. Demokritov, B. Hillebrands and A. N. Slavin, Phys. Rep. 348, 441, (2001)
- [39] G. Gubbiotti, G. Carlotti, T. Okuno, T. Shinjo, F. Nizzoli and R. Zivieri, Phys. Rev. B 68, 184409, (2003)
- [40] G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti, P. Vavassori, N. Singh, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, A. Stashkevich, and M. Kostylev, Phys. Rev. B 72, 224413, (2005)
- [41] M. V. Costache, S. M. Watts, M. Sladkov, C. H. van der Wal, and B. J. van Wees, Appl. Phys. Lett. 89, 232115, (2006)
- [42] M. V. Costache, S. M. Watts, C. H. van der Wal, and B. J. van Wees, Phys. Rev. B 78, 064423, (2008)
- [43] Y. S. Gui, S. Holland, N. Mecking, and C.-H. Hu, Phys. Rev. Lett. 95, 056807, (2005)
- [44] N. Mecking, Y. S. Gui and C.-M. Hu, Phys. Rev. B 76, 224430, (2007)

- [45] Y. S. Gui, N. Mecking, X. Zhou, G. Williams, and C.-M. Hu, Phys. Rev. Lett. 98, 107602, (2007)
- [46] Y.S. Gui, N. Mecking, and C.-M. Hu, Phys. Rev. Lett. 98, 217603, (2007)
- [47] H. Ibach, H. Lüth, Festkörperphysik, 6.Auflage, Springer Verlag, (2002)
- [48] P. Drude, Ann. d. Phys. 306, 566, (1900)
- [49] F. Bloch, Z. Phys. A 52, 555, (1928)
- [50] J. L. Olsen, Electron transport in metals, New York-London, (1962)
- [51] A. B. Pippard, Magnetoresistance in metals, Cambridge University Press, (1989)
- [52] Ch. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, 14.Auflage, Oldenbourg Verlag München Wien, (2006)
- [53] J. F. Gregg, W. Allen, K. Ounadjela, M. Viret, M. Hehn, J.M. Thompson, J. M. D. Coey, Phys. Rev. Lett. 77, 1580 (1996)
- [54] D. Kölle, Vorlesungsskript: Experimentalphysik V - Festkörperphysik, Universität Tübingen, Wintersemester 2004/05
- [55] J. S. Miller and M. Drillon, Magnetism: Molecules to Materials III, Wiley-VCH Verlag GmbH, (2002)
- [56] S. Tumanski, Thin Film Magnetoresistive Sensors, IOP Institute of Physics, (2001)
- [57] J. Stöhr, H. C. Siegmann, Magnetism From fundamentals to nanoscale dynamics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2006)
- [58] R. Gross und A. Marx, Vorlesungsskript: Spinelektronik, Walther-Meißner-Institut, (2004)
- [59] Y. Tokura and N. Nagaosa, Science 288, 462, (2000)
- [60] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, Phys. Rev. B 39, 4828, (1989)
- [61] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61, 2472, (1988)

- [62] B. Dieny, A. Granovsky, A. Vedyayev, N. Rhyzhanova, C. Cowache, L. G. Pereira, J. Magn. Magn. Mater. 151, 378, (1995)
- [63] O. Posth, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2010)
- [64] S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. 71, 1641, (1993)
- [65] W. H. Butler, X.-G. Zhang, D. M. C. Nicholson, J. M. MacLaren, J. Magn. Magn. Mater. 151, 354, (1995)
- [66] S. S. P. Parkin, Annu. Rev. Mater. Sci., 25, 357, (1995)
- [67] B. Dieny, J. Magn. Magn. Mater. 136, 335, (1994)
- [68] W. Heisenberg, Zeits. f. Physik 49, 619, (1928)
- [69] Ch. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, 7. Auflage, Oldenburg Verlag München, (1988)
- [70] J. H. Van Vleck, Rev. Modern Phys. 17, 27, (1945)
- [71] E. Ising, Zeits. f. Physik 31, 253, (1925)
- [72] B. Hillebrands, Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen, 24. Ferienkurs des IFF 1993, FZ Jülich, (1993)
- [73] P. Bruno, Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen, 24. Ferienkurs des IFF 1993, FZ Jülich, (1993)
- [74] A. Berger, U. Linke and H. P. Oepen, Phys. Rev. Lett. 68, 839, (1992)
- [75] C. Boeglin, S. Stanescu, J. P. Deville, P. Ohresser and N. B. Brookes, Phys. Rev. B 66, 014439, (2002)
- [76] R. Becker, Zeits. f. Physik 62, 253, (1930)
- [77] W. Nolting, Quantentheorie des Magnetismus 1 , Teubner Stuttgart (1986)
- [78] A. Hubert, R. Schäfer, Magnetic domains, Springer- Verlag Berlin Heidelberg New York, (2000)
- [79] A. Aharoni, J. Appl. Phys. 83, 3432, (1998)
- [80] M. Sato, Y. Ishii, J. Appl. Phys. 66, 983, (1989)

- [81] D.-X. Chen, C. Prados, E. Pardo, A. Sanchez and A. Hernando, J. Appl. Phys. 91, 5254, (2002)
- [82] D.-X. Chen, E. Pardi and A. Sanchez, IEEE Trans Magn. 38, 1742, (2002)
- [83] L. Neel, C. R. Acad. Sci. Paris 237, 1468, (1953)
- [84] P. Bruno and J.-P. Renard, Appl. Phys. A 49, 499, (1989)
- [85] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder and J. J. de Vries, Rep. Prog. Phys. 59, 1409, (1996)
- [86] P. F. Carcia, J. Appl. Phys. 63, 5066, (1988)
- [87] H. Fritzsche, J. Kohlhepp, U. Gradmann, J. Magn. Magn. Mater. 148, 154, (1995)
- [88] o. Posth, C. Hassel, M. Spasova, G. Dumpich, J. Lindner and S. Mangin, J. Appl. Phys. 106, 023919, (2009)
- [89] F. J. A. den Broeder, E. Janssen, W. Hoving and W. B. Zeper, IEEE Trans. Magn. 28, 2760, (1992)
- [90] C. P. Poole, Electron Spin Resonance, 2.edition, New York: Wiley Interscience Publications, (1983)
- [91] M. Farle, Rep. Prog. Phys. 61, 755, (1998)
- [92] D. Polder, Phys. Rev. 73, 1116, (1948)
- [93] J. H. Van Vleck, Phys. Rev. 78, 266, (1950)
- [94] C. Hassel, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2009)
- [95] B. Heinrich, J. F. Cochran, Adv. Phys. 42, 523 (1993)
- [96] J. Miltat, G. Albuquerque and A. Thiaville, An Introduction to Micromagnetics in the dynamic regime, in „Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2002)
- [97] J. Lindner, Dissertation, Freie Universität Berlin, (2002)
- [98] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffres, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Legall and A. Fert, Appl. Phys. Lett. 78, 23, (2001)

- [99] M. AlHajDarwish, H. Kurt, S. Urazhdin, A. Fert, R. Loloee, W. P. Pratt, Jr., and J. Bass, Phys. Rev. Lett. 93, 157203, (2004)
- [100] S. Urazhdin, W. Lee Lim, and A. Higgins, Phys. Rev. B 80, 144411, (2009)
- [101] J.A. Katine and Eric E. Fullerton, J. Magn. Magn. Mat. 320, 1217, (2008)
- [102] R. Meservey and P. M. Tedrow, Phys. Rep. 238, (1993)
- [103] T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B 48, 7099, (1993)
- [104] M. Gmitra and J. Barnas, Phys. Rev. Lett. 96, 207205, (2006)
- [105] T. Taniguchi, S. Yakata, H. Imamura and Y. Ando, Appl. Phys. Express 1, 031302, (2008)
- [106] T. Kimura, J. Hamrle and Y. Otani, Phys. Rev. B 72, 014461, (2005)
- [107] J. Lindner, Superlattices and Microstructures 47, 497, (2010)
- [108] S. Sun, Nature 425, 359, (2003)
- [109] L. Gravier, A. Fukushima, H. Kubota, A. Yamamoto and S. Yuasa, J. Phys. D: Appl. Phys. 39, 5267, (2006)
- [110] A. Fukushima, H. Kubota, A. Yamamoto, Y. Suzuki and S. Yuasa, IEEE Trans. Magn. 41, 2571, (2005)
- [111] A. Fukushima, K. Yagami, A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, H. Kubota, A. Yamamoto and S. Yuasa, Jap. J. Appl. Phys. 44, L12, (2005)
- [112] A. Fukushima, H. Kubota, A. Yamamoto, Y. Suzuki and Y. Yuasa, J. Appl. Phys. 99, 08H706, (2006)
- [113] F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Buhrmann and, D. C. Ralph, Appl. Phys. Lett. 77, 3809, (2000)
- [114] R. H. Koch, J. A. Katine and, J. Z. Sun, Phys. Rev. Lett. 92, 88302, (2004)
- [115] B. Hillebrands, Magnetische Schichtsysteme, 30. Ferienkurs des IFF, FZ Jülich, (1999)
- [116] R. Margaraggia, k. Kennewell, M. Kostlev, R. L. Stamps, M. Ali, D. Greig, B. J. Hickey, and C. H. Marrows, Phys. Rev. B 83, 054405, (2011)

- [117] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff, Jr., Phys. Rev. B 58, 8605, (1998)
- [118] C. E. Patton, Phys. Rep. 103, 251, (1984)
- [119] A. Banholzer, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2010)
- [120] R. Meckenstock, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, (1997)
- [121] B. Stahlmecke, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2002)
- [122] O. Posth, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2005)
- [123] E. A. Dobisz, C. R. K. Marrian, R. E. Salvino, M. A. Ancona, F. K. Perkins, N. H. Turner, *J. Vac. Sci. Technol. B* 11, 2733 (1993)
- [124] M. Brands, O. Posth, G. Dumpich, *Superlattices and Microstructures* 37, 380 (2005)
- [125] H. Weinforth, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2003)
- [126] I. M. Watt, Electron microscopy, 2. Auflage, Cambridge University Press, (1997)
- [127] R. Gupta, M. Gupta and T. Gutberlet, *Pramana- J. Phys.* 71, 1123, (2008)
- [128] Landolt-Börnstein, Numerical Data and functional relationships in science and technology, New Series 3 Volume 19a, Springer Verlag Berlin Heidelberg, (1986)
- [129] R. Bonin, M. L. Schneider, T. J. Silva and J. P. Nibarger, *J. Appl. Phys.* 98, 123904, (2005)
- [130] N. Reckers, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2008)
- [131] M. C. McGregor, *J. Sci. Instrum.* 43, 825 (1966)
- [132] [www.ansys.com](http://www.ansys.com), hfss onlinehelp
- [133] R. Narkowicz, D. Suter and I. Niemeyer, *Rev. Sci. Instr.* 79, 084702, (2008)
- [134] T. Zwick, Vorlesungsskript: Grundlagen der Hochfrequenztechnik, Universität Karlsruhe (TH), (2008)
- [135] F. M. Römer, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2012)



- [136] M. Donahue, Object oriented micro magnetic framework (OOMMF), Version 1.2a4 (2006)
- [137] OOMMF User's Guide release 1.2a3, (2002)
- [138] D. Ravelosona, S. Mangin, Y. Henry, Y. Lemaho, J. A. Katine, B. D. Terris and E. E. Fullerton, J. Phys. D 40, 1253m (2007)
- [139] S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek, and J. A. Katine, Nature (London) 437, 389, (2005)
- [140] F. B. Mancoff, N. D. Rizzo, B. N. Engel, and S. Tehrani, Nature (London) 437, 393, (2005)
- [141] D. Ravelosona, S. Mangin, Y. Lemaho, J. A. Katine, B. D. Terris, and E. E. Fullerton, Phys. Rev. Lett. 96, 186604, (2006)
- [142] S. O. Demokritov and B. Hillebrands, in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I, Topics in Applied Physics*, edited by B. Hillebrands and K. Ounadjela, Vol. 83 (Springer Verlag, Berlin, 2003), p.65
- [143] S. Mangin, D. Ravelonsona, Y. Henry, J. A. Katine, and E. E. Fullerton, AAPPS Bull. 18, 41, (2008)
- [144] M. Beleggia, M. De Graef, Y. T. Millev, D. A. Goode, and G. Rowlands, J. Phys. D 38, 3333, (2005)
- [145] R. Lehdorff, D. E. Bürgler, A. Kakay, R. Hertel, and C. M. Schneider, IEEE Trans. Magn. 44, 1951, (2008)
- [146] M. D. Stiles and J. Milat, in *Spin dynamics in Confined Magnetic Structures III, Spin Transfer Torque and Dynamics*, edited by B. Hillebrands and A. Thiaville, Vol. 101 (Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006), p.225
- [147] M. Brands, G. Dumpich, J. Appl. Phys. 98, 014309, (2005)
- [148] B. Leven, G. Dumpich, Phys. Rev. B 71, 064411, (2005)
- [149] C. C. Yao, D. G. Hasko, W. Y. Lee, A. Hirohata, Y. B. Xu, and J. A. C. Bland, IEEE Trans. Mag.35, 2865 (1999)
- [150] A. Fert, C. Vouille, Magnetische Schichtsysteme, 30. Ferienkurs des IFF 1999, FZ Jülich (1999)

- [151] B. Hausmanns, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2003)
- [152] A. Ercole, A. O. Adeyeye, J. A. C. Bland, and D. G. Hasko, Phys. Rev. B 58, 345, (1998)
- [153] J. Ding, M. Kostylev, and A. O. Adeyeye, Phys. Rev. B 84, 054425, (2011)
- [154] M. Brands, B. Leven, G. Dumpich, J. Appl. Phys. 97, 114311, (2005)
- [155] M. Brands, R. Wieser, D. Hinzke, G. Dumpich, Phys.Rev.B.74, 174411 (2006)
- [156] C. Hassel, M. Brands, F.Y. Lo, A.D. Wieck, and G. Dumpich, Phys. Rev. Lett. 97, 226805 (2006)
- [157] C. S. Chang, M. Kostylev, A. O. Adeyeye, M. Bailleul and S. Samarin, EPL Journal 96, 57007, (2011)
- [158] M. Herrmann, S. McVitie, and J. Chapman, J. Appl. Phys. 87, 2994, (2000)
- [159] M. T. Bryan, D. Atkinson, and R. P. Cowburn, Appl. Phys. Lett. 85, 3510, (2004)
- [160] R. P. Cowburn, J. Phys. D 33, R1, (2000)
- [161] J. G. Deak and R. H. Koch, J. Magn. Magn. Mater. 213, 25, (2000)
- [162] J. W. Lau, M. Beleggia, M. A. Schofield, G. F. Neumark, and Y. Zhu, J. Appl. Phys. 97, 10E702, (2005)
- [163] J. Gadbois and J.-G. Zhu, IEEE Trans. Magn. 31, 3802, (1995)
- [164] K. Y. Guslienko and A. N. Slavin, Phys. Rev. B 72, 014463, (2005)
- [165] K. Y. Guslienko, S. O. Demokritov, B. Hillebrands and A. N. Slavin, Phys. Rev. B 66, 132402, (2002)
- [166] P. H. Bryant, J. F. Smyth, S. Schultz, and D. R. Fredkin, Phys. Rev. B 47, 11255, (1993)
- [167] M. Bailleul, D. Olligs, and C. Fermon, Phys. Rev. Lett. 91, 137204, (2003)
- [168] C. Bayer, J. P. Park, H. Wang, M. Yan, C. E. Campbell, and P. A. Crowell, Phys. Rev. B 69, 134401, (2004)

- [169] C. Bayer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A.N. Slavin, Appl. Phys. Lett. 82, 607, (2003)
- [170] J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell, Phys. Rev. Lett. 89, 277201, (2002)
- [171] R. D. McMichael and B. B. Maranville, Phys. Rev. B 74, 024424, (2006)
- [172] Y. L. Maho, G. Tatara and J.-V. Kim, Phys. Rev. B 79, 174404, (2009)
- [173] I. Barsukov, P. Landeros, R. Meckenstock, J. Lindner, D. Spoddig, Z.-A. Li, B. Krumme, H. Wende, D. L. Mills, and M. Farle, Phys. Rev. B 85, 014420, (2012)
- [174] J. Lindner, I. Barsukov, C. Raeder, C. Hassel, O. Posth, R. Meckenstock, P. Landeros, and D. L. Mills, Phys. Rev. B 80, 224421, (2009)
- [175] M. Radlmeier, Diplomarbeit, Technische Universität München, (2010)
- [176] Programm to calculate the magnetic field dependence of the resonance frequency for thin films with cubic symmetry (f of Hc), Dr. Anatoli Anisimov, (2004)
- [177] S. Stienen, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2013)
- [178] C. Kittel, Le Journal De Physique et le Radium 12, 291, (1951)
- [179] N. Smith, W. Doyle, D. Markham, and D. LaTourette, IEEE Trans. Magn. 23, 3248, (1987)
- [180] C. Matthieu, C. Hartmann, M. Bauer, O. Buettner, S. Riedling, B. Roos, S. O. Demokritov, B. Bartenlian, C. Cappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril, A. Müller, B. Hoffmann, and u. Hartmann, Appl. Phys. Lett. 70, 2912, (1997)
- [181] Series: Modern Problems of physics, *Ferromagnetic resonance: The phenomenon of resonance absorption of hf electromagnetic field energy in ferromagnetic materials*, edited by S. V. Vonsovskii, Israel Program for scientific Translations Jerusalem 1964
- [182] S. J. Berry, T. Campbell, A. P. Hibbins, and J. R. Sambles, Appl. Phys. Lett. 100, 101107, (2012)

- [183] C. Bayer, J. Jorzick, S. O. Demokritov, A. N. Slavin, K. Y. Guslienko, D. V. Berkov, N. L. Gorn, M. P. Kostylev, and B. Hillebrands, in *Spin dynamics in Confined Magnetic Structures III, Spin Transfer Torque and Dynamics*, edited by B. Hillebrands and A. Thiaville, Vol. 101 (Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006), p.57
- [184] B. B. Maranville, R. D. McMichael, S. A. Kim, W. L. Johnson, C. A. Ross and J. Y. Cheng, J. Appl. Phys. 99, 08C703, (2006)
- [185] K.-H. Hellwege, *Einführung in die Festkörperphysik*, 3. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg NewYork London Paris Tokyo, (1988)
- [186] R. C. O’Handley, Modern magnetic materials, John Wiley and Sons, (2000)
- [187] A. Killinger, Dissertation, Universität Regensburg, (2003)
- [188] R. Höllinger, Dissertation, Universität Regensburg, (2004)
- [189] H. B. Callen, Thermodynamics, New York: Wiley, 1960
- [190] W. Seifert, M. Ueltzen and E. Müller, Phys. Stat. Sol. (a), 277, (2002)
- [191] L. Gravier, S. Serrano-Guisan, F. Reuse and J.-P. Ansermet, Phys. Rev. B 73, 024419, (2006)

## Publikationen und Konferenzbeiträge

### Publikationen

1. O. Posth, N. Reckers, R. Meckenstock, G. Dumpich, J. Lindner  
*Study of spin transfer torque in serially connected pillars by means of ferromagnetic resonance*  
J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 035003 (2008)
2. C. Hassel, F. M. Römer, N. Reckers, F. Kronast, G. Dumpich, and J. Lindner  
*Domain wall resistance in epitaxial Fe wires*  
J. Magn. Magn. Mater. **323**, 1027 (2011)
3. N. Reckers, J. Cucciara, O. Posth, C. Hassel, F. M. Römer, R. Narkowicz, R. A. Gallardo, P. Landeros, H. Zähres, S. Mangin, J. A. Katine, E. E. Fullerton, G. Dumpich, R. Meckenstock, J. Lindner and M. Farle  
*Effect of microwave irradiation on spin-torque-driven magnetization precession in nanopillars with magnetic perpendicular anisotropy*  
Phys. Rev. B **83**, 184427 (2011)
4. M. Darbandi, F. Stromberg, J. Landers, N. Reckers, B. Sanyal, W. Keune and H. Wende  
*Nanoscale size effects on surface spin canting in iron oxide nanoparticles synthesized by microemulsion method*  
J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 195001 (2012)
5. Z. Duan, C. T. Boone, X. Cheng, J. N. Krivorotov, N. Reckers, S. Stienen, M. Farle, J. Lindner

*Tuning the damping of spin wave modes by spin hall current in Permalloy/Platinum wires*

submitted to Phys. Rev. Lett. (2013)

### Konferenzbeiträge (in personam)

1. N. Reckers, J. Cucchiara, S. Mangin, R. Meckenstock, H. Zähres, G. Dimpich, M. Farle and J. Lindner  
*Influence of microwave irradiation on the spin current induced precession* (P)  
Edgar Lüscher Seminar (Klosters, 2009)
2. N. Reckers, J. Cucchiara, S. Mangin, R. Meckenstock, H. Zähres, G. Dimpich, M. Farle and J. Lindner  
*Influence of microwave irradiation on the spin current induced precession* (V)  
Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Dresden, 2009)
3. N. Reckers, J. Cucchiara, S. Mangin, R. Meckenstock, H. Zähres, G. Dimpich, M. Farle and J. Lindner  
*Influence of microwave irradiation on the spin current induced precession* (V)  
International Colloquium on Magnetic Films and Surface (ICMFS) (Berlin, 2009)
4. N. Reckers, J. Cucchiara, S. Mangin, R. Meckenstock, H. Zähres, G. Dimpich, M. Farle and J. Lindner  
*Influence of microwave irradiation on the spin transfer torque effect in nanopillars with perpendicular anisotropy* (P)  
Summer school „Nanomagnetism“ des SFB 491 (Mülheim, 2009)
5. N. Reckers, J. Cucchiara, S. Mangin, R. Meckenstock, H. Zähres, G. Dimpich, M. Farle and J. Lindner

---

*Influence of microwave irradiation on the spin transfer torque effect in nanopillars with perpendicular anisotropy* (P)

Edgar Lüscher Seminar (Klosters, 2010)

6. N. Reckers, J. Lindner, R. Narkowicz, Z. Duan, J. N. Krivorotov, J. Cucchiniara, S. Mangin, R. Meckenstock, H. Zähres, G. Dumpich, M. Farle

*Spindynamik in einzelnen magnetischen Nanostrukturen* (V)

Klausurtagung SFB 491 (Knüllwald-Rengshausen, 2010)

7. N. Reckers, J. Cucchiniara, S. Mangin, R. Narkowicz, R. Meckenstock, H. Zähres, G. Dumpich, J. Lindner and M. Farle

*Microwave assisted spin-torque driven magnetization precession in nanopillars with perpendicular anisotropy* (V)

Internationaler Workshop „Spin-torque related phenomena in magnetic nanostructures“ des SFB 491 (Mülheim, 2010)

8. N. Reckers, Z. Duan, J. N. Krivorotov, M. Farle and J. Lindner

*Spindynamics of individual permalloy wires* (V)

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Berlin, 2012)

(V) Vortrag, (P) Poster





## **Tabellarischer Lebenslauf**

Aus Datenschutzgründen ist der Lebenslauf in der Online-Version dieser Dissertation nicht enthalten.

Due to data protection reasons the curriculum vitae is not included in the online-version of this thesis.



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen Personen bedanken, die mir bei der Durchführung dieser Dissertation hilfreich zur Seite standen. Mein Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. M. Farle, der mir die Möglichkeit zur Durchführung dieser interessanten Dissertation und die dafür nötige Unterstützung gegeben hat,
- Herrn Dr. J. Lindner für die gute Betreuung in der ganzen Zeit meiner Dissertation und dass immer seine Tür offen stand, sei es um die Messergebnisse oder Probleme mit den Messungen zu diskutieren oder aber um über private Dinge zu reden,
- Herrn Dr. R. Meckenstock und Herrn Dr. D. Spoddig für die unendliche Geduld bei allen grösseren und kleineren Fragen und die grosse Diskussionsbereitschaft meiner Ergebnisse,
- Herrn Dipl.-Ing. FH H. Zähres, der mir immer technische Hilfestellung geleistet hat und immer Zeit für technische Diskussionen hatte,
- Herrn D. Schädel, der immer schnell und zuverlässig jede Art von Werkstattaufträgen erledigte,
- Herrn W. Kunze für die zuverlässige Bereitstellung von Kältemitteln,
- Herrn M. Vennemann für Hilfestellungen bei Problemen mit dem Medium Computer,
- Herrn Dr. O. Posth und Herrn Dr. Ch. Hassel für die ewigen Bereitschaft zur Diskussion der Messergebnisse, der zeitweiligen netten Gesellschaft im Büro (als Bürokollegen) und der Bereitschaft meine Arbeit durchzusehen, obwohl beide schon lange nicht mehr an der Universität sind,
- Herrn Prof. Dr. S. Mangin für die Bereitstellung der Säulenstrukturen und der ständigen Bereitschaft die erzielten Ergebnisse zu diskutieren,

- Herrn Prof. Dr. I. Krivorotov für die Möglichkeit, die Messungen für die DC elektrisch detektierte FMR in seiner Arbeitsgruppe durchführen zu können und für die gute darauf folgende Zusammenarbeit mit ihm und seiner Arbeitsgruppe,
- Herrn Z. Duan für die Durchführung der DC elektrisch detektierten FMR-Messungen und der netten Zeit während meines einmonatigen Aufenthalts in Irvine,
- Herrn Dipl. Phys. S. Stienen (und bald hoffentlich Dr.) für die vielen hundert OOMMF-Simulationen und die dazugehörigen langen Diskussionen und Erklärungen, für die nette dauerhafte Gesellschaft im Büro (der einzige, der von Anfang bis Ende mit mir aushielt,) und die ständige Bereitschaft meine Backkreationen zu vernichten,
- Herrn Dipl. Phys. Ch. Wirtz, Herrn Dipl. Phys. D. Schauries, Herrn B. Sc. K. Wagner, Herrn Dipl. Phys. N. Melnichak und Frau Dipl. Phys. A. Banholzer für die gute Atmosphäre im Büro, sowohl in der Vergangenheit als auch noch in der Gegenwart,
- Frau Dr. Katharina Ollefs, ohne die ich manchmal nicht durchgehalten hätte, die vielen Kletterstunden haben zum Glück immer eine beruhigende Wirkung gehabt,
- meinem Freund für die unendliche Geduld in den letzten Monaten und der kritischen Durchsicht meines Manuskripts,
- und last but not least meinen Freunden, denen ich immer mein Leid klagen konnte und die mich immer mal wieder auf andere Gedanken gebracht haben, damit ich auch wirklich bis zum Schluss meiner Arbeit durchhalte.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern Patricia und Norbert Reckers und meinen Geschwistern, die mich auf meinem bisherigen Weg in jeglicher Hinsicht unterstützt haben.